

天体物理基础和方法丛书

X射线天体物理学

王绶琯 周又元 主编



科学出版社

内 容 简 介

本书全面深入介绍当前 X 射线天体物理研究的各个主要领域。一方面,它系统阐述 X 射线天文学与天体物理学的基础知识,包括 X 射线产生和转移机制,吸积物理的基本内容,X 射线天文卫星和探测器的结构以及数据的归算方法。另一方面,它分别介绍河内 X 射线天体物理和河外 X 射线天体物理的各个分支。本书由工作在第一线的专家分头执笔,以研究成果与基础理论相结合为其特色,介绍当代研究前沿为其目的。

本书可供我国天体物理学者,特别是活跃在 X 射线天体物理领域的教师、研究人员、研究生和大学生参考。

图书在版编目(CIP)数据

X 射线天体物理学/王绶琯,周又元主编. -北京:科学出版社,1999

(天体物理基础和方法丛书/王绶琯主编)

ISBN 7-03-007127-1

I. X… II. ①王… ②周… III. X 射线天文-天体物理学
IV. P172.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(98)第 34278 号

科学出版社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

新蕾印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1999 年 10 月第 1 版 开本: 850×1168 1/32

1999 年 10 月第一次印刷 印张: 15 3/4

印数: 1—1 300 字数: 408 000

定价: 30.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换(北燕))

《天体物理基础和方法丛书》编委会

主编:王绶琯

编委:(按姓氏笔画)

卢矩甫 曲钦岳 李启斌 周又元
黄润乾

ALC 47.65

《天体物理基础和方法丛书》序

1978年,已故戴文赛教授在病榻上和几位同志倡议编写一套《天体物理学丛书》.这个倡议得到了天文界的积极响应和出版界的支持.当时“四害”已除,科学园地中严冰初破,万象春回.广大天文工作者怀着急切的心情整顿自己的队伍,重新投入到学科建设之中.文赛同志和大家意识到整顿的第一步应是重打基础.我们失去的这十年,正是国际上天文学突飞猛进的十年.随着这一时期射电、空间和地面天文实测手段的长足进步,重大天文发现接踵而来,理论物理学和天文学的学科渗透空前活跃.这一切给当代天文研究带来了一个面临飞跃的前景.面对这个前景,如何夺回十年动乱中失去的时间是我们当前两代天文工作者必须首先考虑的问题.于是,大家设想,在起步之际是否可以组织天文战线上的“老兵”,分头先就各人所长的学科领域,系统地更新知识,写成讲义,互教互学;并在此基础上整理成书,用以为源源加入天文队伍的“新兵”及时地搭桥铺路.书拟分两辑.这一辑侧重于理论天体物理学的重要分支和几个主要天文实测手段的技术和方法,读者对象为天体物理专业的研究生,当然也适于天文和有关物理学科的科研、教学工作者参考.

现在丛书各册即将陆续问世.几年来我们国家经历了拨乱反正,我国的天文工作者和全国人民步调一致,正抱着振兴祖国天文事业的志向,稳步登攀科学研究的崎岖道路.在这伟大的旅程中,我们将以这套丛书作为路旁岩石上的一方铭镌,记载着这一年代我国天文学的里程,并以此纪念我们的同志、本丛书许多作者的老师和朋友——为新中国天文建设事业殚竭心力,奋斗一生的戴文赛教授.

王绶琯

1982年12月,北京

前 言

现代天文学的重大突破来自全波段天文观测的兴起。首先是第二次世界大战后射电天文登上科坛,激动人心的结果源源涌现。突出的如 60 年代的四大天文发现——类星体、微波背景辐射、脉冲星和天体有机分子,它们的出场对当代天文发展的巨大影响已众所周知。射电天文的发现极大地启发了对天体非热致辐射的研究,把注意力引到了天体的高能过程。高能过程的研究使人们对天文世界的理解发生了质的变化,而直接研究高能过程则有赖于对天体高能光子辐射的观测。于是,70 年代天文学迎来了 X 射线观测的兴旺时期。其标志是能在太空长期工作的 X 射线天文卫星的运作和 X 射线天体物理的成果源源不断。如果列数 70 年代的天文发现,完全可以与 60 年代的四大发现媲美。无疑 X 射线脉冲星应列首选。其他如 X 射线暴的发现,星系团和活动星系核的 X 射线辐射的研究,X 射线背景的测定和分析等,都是当时在 X 射线天体物理学上的重要开拓。

X 射线辐射是天体高能现象最重要的表征之一。目前观测所及的 X 射线天体,遍及天文世界的各个层次:从太阳、恒星,到星系、星系团,直到最远的类星体和呈现为弥漫 X 辐射的“宇宙背景”。X 射线可以发生在 $10^6 \sim 10^9 \text{K}$ 的高温等离子体中,如恒星冕,致密天体的吸积盘,超新星或恒星风产生的激波区,星系团引力势约束的星系际气体等等;它还可以由某些非热致过程引起,包括同步加速辐射(如含有活动中央星的超新星遗迹)和逆康普顿辐射(如活动星系核)。高温或高能粒子的存在是 X 射线产生的条件。研究天体的 X 射线辐射使我们的研究对象从一般天体转向高能天体,从天体中“一般区”转向“活动区”。这正是当前天体物理学发展的重要趋势之一。X 射线辐射机制的研究还导致对天体的一

种重要产能方式的重视,使吸积理论成为当代理论天体物理的一大支柱,为致密天体的深入观测和研究提供了向导.总的说来,目前高能天体物理的发展方兴未艾,X射线天体物理正处在这种发展的核心.

X射线天文学创始于1962年的火箭实验.当时发现了第一个宇宙X射线源和弥漫的宇宙X射线背景.1971年“自由号”卫星的发射被公认为X射线天文发展的一个里程碑.它是能长久在大气层外稳定工作的第一个X射线天文卫星.它发现了一批X射线源,尤其突出的是发现了X射线脉冲星.X射线天文学的第二个里程碑是HEAO-II卫星(或称“爱因斯坦天文台”)的投入工作.这是第一个具有X射线聚焦系统的天文设备,具备前所未有的灵敏度和成像能力.这个卫星发现了成千个X射线源,提供了当时最重要的实测X射线天文资料.1990年发射的ROSAT卫星性能较之爱因斯坦天文台又好一层,将在低能区完成X射线巡天,并在更深尺度上获得数以万计的X射线天体的样本.Ginga和ASCA卫星则把中能X射线波段研究推入新的阶段,并开始了X射线谱线研究的新时期.到目前,尽管X射线天文的观测质量还不及地面上光学和射电天文观测,但是X射线辐射已成为全面研究天体演化史、研究宇宙的结构和形成不可缺少的方面.X射线天文手段不断换代,90年代末人们期待着以AXAF(Advanced X-ray Astrophysical Facility)为代表的一系列X射线天文卫星进入轨道.这些设备的灵敏度较之今日将又有数量级上的提高,在成像分辨率和能谱分辨率上都将达到或超过现今地面光学天文手段.可以设想,当这些手段加入当代天文学对高能领域的开拓,上述几个研究前沿上的突破将可望而又可及,学科上这种巨大的吸引力正促使广大天体物理学家投入更大的力量把握理论研究和实测研究上的线索,进入X射线天文开拓的前列.

本书为适应我国天体物理工作者的需要,对当前X射线天体物理研究的各个主要领域提供及时的、比较全面深入的介绍.本书首先用一定篇幅系统阐述X射线天文学与天体物理学的基础

知识,包括 X 射线产生和转移的机制,吸积物理的基本内容,X 射线天文卫星和探测器的结构以及数据的归算方法. 然后分别介绍河内 X 射线天体物理学和河外 X 射线天体物理学的各个分支. 最后是一些展望. 各章由工作在第一线的专家分头执笔,以保证内容的准确和跟上研究前沿. 书中各章出自不同专家的手笔,风格和特色会有差别. 我们没有试图抹平和统一各章在篇幅和特色上的差异,而是在统一的总体蓝图上保持特色,以使读者能沿着作者的思路进入问题的探究.

编撰本书的初衷是对 X 射线天体物理学(也包括一部分 X 射线天文学)的研究现况作比较全面的学科综述,希望对我国天体物理工作者、特别是活跃在 X 射线天体物理领域的研究人员和研究生提供有用的参考. 如果能在使用和批评中见证本门科学在我国加速发展,使对本书的内容很快要求刷新,则将带给编者以最大的满足.

编者感谢王宜、李惕碚、邹振隆等同志的支持和有益建议. 本书主要内容源自各位专家的研究工作,这些研究得到中国科学院天文委员会和基础局,国家自然科学基金,国家科委攀登计划,国家教委博士生导师基金的支持. 在此一并致谢.

王绶琯 周又元

目 录

第一章 总论.....	周又元 王绶琯(1)
§ 1.1 X 射线天体物理学在当代天文学和物理学中的地位.....	(1)
1.1.1 当代天文学与 X 射线天文学.....	(1)
1.1.2 X 射线天文学的重要性.....	(3)
1.1.3 X 射线天体物理学的研究将推动物理学的发展.....	(4)
§ 1.2 X 射线天体物理学发展简史.....	(5)
§ 1.3 X 射线天体物理学中的一些基本物理过程.....	(7)
1.3.1 带电粒子与电磁场的相互作用.....	(7)
1.3.2 X 射线的光电吸收.....	(9)
1.3.3 光子与光子相互作用及电子对的产生.....	(11)
§ 1.4 X 射线天体物理学中的重要科学问题.....	(13)
第二章 X 射线的发射机制和辐射转移理论.....	
.....	陈军锋 尤峻汉(18)
§ 2.1 引言.....	(18)
§ 2.2 X 射线的发射机制和源谱.....	(19)
2.2.1 光学厚热平衡气体的黑体辐射,吸积.....	(20)
2.2.2 韧致辐射(自由-自由跃迁).....	(22)
2.2.3 回旋辐射与回旋发射线.....	(33)
2.2.4 同步辐射(磁韧致辐射).....	(38)
2.2.5 逆康普顿散射.....	(48)
§ 2.3 X 射线辐射的转移机制.....	(56)
2.3.1 概述.....	(56)
2.3.2 $kT_e \ll m_0c^2, k\nu \ll m_0c^2$ 情况推广的 Kompaneets 方程.....	(61)
2.3.3 推广的 Kompaneets 方程的数值求解.....	(68)
参考文献.....	(74)
第三章 X 射线天文观测的设备、技术与方法.....	马宇蓓(76)
§ 3.1 引言.....	(76)
§ 3.2 高能光子与物质的相互作用.....	(78)

3.2.1	作用概率与吸收系数	(78)
3.2.2	光电效应	(81)
3.2.3	康普顿效应	(82)
3.2.4	电子对产生	(83)
3.2.5	小结	(84)
§ 3.3	X 射线探测器	(84)
3.3.1	气体探测器——正比计数器	(85)
3.3.2	半导体探测器和 pn-CCD	(89)
3.3.3	闪烁探测器	(92)
3.3.4	微通道板(MCP)探测器	(96)
§ 3.4	空间 X 射线的定位和成像观测	(97)
3.4.1	准直型探测器和向源背景观测方法	(97)
3.4.2	软 X 射线成像观测	(99)
3.4.3	调制型成像技术	(104)
	参考文献	(111)
第四章 X 射线天文数据的归算方法..... 马宇蓓		(113)
§ 4.1	引言	(113)
§ 4.2	观测量及其特点	(114)
4.2.1	能量分辨和能量响应矩阵	(115)
4.2.2	空间定位和点扩散函数	(115)
4.2.3	时间分辨能力	(116)
4.2.4	本底和背景	(116)
§ 4.3	数据——FITS 格式	(117)
§ 4.4	向源背景观测模式下的源通量和显著性.....	(119)
§ 4.5	谱分析.....	(120)
4.5.1	最小二乘拟合和 χ^2 检验.....	(120)
4.5.2	常规的入射谱模型	(121)
4.5.3	拟合参数的置信区间	(124)
§ 4.6	X 射线辐射的时变特性	(126)
4.6.1	光变曲线和光变现象的相关分析	(126)
4.6.2	脉动高能辐射的搜寻技术	(126)
§ 4.7	X 射线源的空间定位和成像	(131)
4.7.1	直接成像型望远镜的观测数据处理	(131)
4.7.2	编码孔径成像方法	(132)
4.7.3	扫描观测数据的直接解调成像	(134)

参考文献	(136)
第五章 致密天体周围的吸积过程..... 卢炬甫	(137)
§ 5.1 基本图像	(137)
5.1.1 吸积——高效释能机制	(137)
5.1.2 双星中的物质转移与吸积盘的形成	(140)
5.1.3 活动星系核中的吸积过程	(143)
§ 5.2 经典薄吸积盘	(146)
5.2.1 基本方程组	(147)
5.2.2 主要特征	(150)
5.2.3 时间尺度与稳定性问题	(152)
§ 5.3 吸积柱	(156)
§ 5.4 厚吸积盘	(160)
5.4.1 两种厚盘	(160)
5.4.2 超爱丁顿光度	(161)
5.4.3 其他重要特征	(165)
参考文献	(168)
第六章 太阳的 X 射线辐射	张和祺 徐永煜 (169)
§ 6.1 引论	(169)
6.1.1 一般特征	(169)
6.1.2 研究历史	(170)
§ 6.2 太阳 X 射线辐射	(172)
6.2.1 宁静日冕 X 射线辐射	(173)
6.2.2 活动区 X 射线辐射	(179)
6.2.3 耀斑 X 射线辐射	(182)
§ 6.3 太阳 X 射线耀斑	(184)
6.3.1 耀斑特征	(184)
6.3.2 脉冲耀斑和缓变耀斑	(193)
§ 6.4 耀斑模型	(201)
6.4.1 热辐射和非热辐射	(201)
6.4.2 非热电子	(204)
6.4.3 非热模型和热模型	(206)
§ 6.5 耀斑研究小结	(209)
参考文献	(217)
第七章 X 射线脉冲星	乔国俊 徐仁新 (220)

§ 7.1	引言	(220)
§ 7.2	X 射线脉冲星的主要观测特征及一些简单分析	(225)
7.2.1	X 射线脉冲星	(225)
7.2.2	脉冲轮廓	(226)
7.2.3	脉冲周期	(227)
7.2.4	X 射线谱	(230)
7.2.5	X 射线脉冲星的分类	(233)
§ 7.3	质量的测定	(235)
§ 7.4	X 射线光度和吸积	(238)
7.4.1	X 射线光度的简单估计	(238)
7.4.2	吸积引起中子星转动的加速和减速	(239)
§ 7.5	密近双星的演化	(243)
7.5.1	一般说明	(243)
7.5.2	密近双星演化类型	(244)
7.5.3	准守恒假定下大质量 X 射线双星的形成	(245)
7.5.4	大质量 X 射线双星演化的结局	(248)
§ 7.6	X 射线脉冲星的长周期问题	(249)
§ 7.7	爆发型 X 射线脉冲星: GRO J 1744—28	(252)
	参考文献	(255)
第八章	γ 暴的 X 射线辐射和 X 射线暴	陆埏 (256)
§ 8.1	γ 暴的主要特征	(257)
§ 8.2	γ 暴的 X 射线辐射	(265)
§ 8.3	康普顿卫星发现引起的风暴	(271)
§ 8.4	重复爆发现象	(276)
8.4.1	I 型 X 射线暴	(276)
8.4.2	II 型 X 射线暴	(277)
8.4.3	软 γ 射线重复暴	(277)
8.4.4	硬 X 射线暴	(278)
§ 8.5	γ 暴的 X 射线、光学和射电余辉的发现	(281)
§ 8.6	γ 暴的理论认识	(286)
	参考文献	(290)
第九章	激变变星的 X 射线辐射	张忠勇 陈建生 (294)
§ 9.1	引言	(294)
§ 9.2	非磁激变变星的 X 射线辐射	(295)

§ 9.3 磁激变变星的 X 射线辐射	(299)
9.3.1 偏振星的 X 射线辐射	(300)
9.3.2 中介偏振星的 X 射线辐射	(303)
§ 9.4 新星的 X 射线辐射	(305)
§ 9.5 结论	(309)
参考文献	(310)
第十章 超新星遗迹、射电脉冲星的 X 射线辐射	
..... 汪珍如	(312)
§ 10.1 著名的中国超新星 SN1054 和蟹状星云	(312)
§ 10.2 超新星	(315)
§ 10.3 超新星遗迹和它的分类	(323)
§ 10.4 壳层型超新星遗迹的演化	(328)
§ 10.5 类蟹状星云型超新星遗迹的演化	(334)
§ 10.6 壳层型超新星遗迹的 X 射线辐射	(340)
§ 10.7 类蟹状星云型超新星遗迹的 X 射线辐射	(345)
10.7.1 类蟹状星云型超新星遗迹的形态和 X 射线辐射	(345)
10.7.2 类蟹状星云型和混合型超新星遗迹的 L_X - E 关系	(348)
§ 10.8 几个特殊超新星遗迹的 X 射线辐射	(350)
10.8.1 CTB109	(350)
10.8.2 SS433	(352)
10.8.3 IC443	(355)
§ 10.9 X 射线中心亮的非蟹状星云型超新星遗迹	(360)
§ 10.10 射电脉冲星的 X 射线辐射	(362)
参考文献	(370)
第十一章 球状星团的 X 射线源	程福臻 (378)
§ 11.1 球状星团的 X 射线巡天	(380)
§ 11.2 X 射线谱和时变特征	(381)
§ 11.3 是大质量黑洞吗?	(386)
§ 11.4 X 射线双星的证认	(390)
§ 11.5 潮汐俘获形成说	(394)
§ 11.6 演化模型	(396)
§ 11.7 河外星系 M31 中的球状星团 X 射线源	(397)
参考文献	(398)

第十二章 正常星系的 X 射线辐射 潘炼德(402)

§ 12.1 旋涡星系及不规则星系 (403)

12.1.1 离散的亮源 (403)

12.1.2 其他 X 射线辐射源 (404)

12.1.3 X 射线辐射与其他波段辐射的关系 (405)

§ 12.2 星暴星系及核外流 (407)

12.2.1 特殊星系中的星暴活动 (407)

12.2.2 星暴核及核外流 (408)

§ 12.3 椭圆星系及透镜状星系 (409)

12.3.1 热的星际介质及冷流 (410)

12.3.2 早型星系的质量 (412)

§ 12.4 正常星系的 X 射线谱及正常星系对宇宙 X 射线背景的 贡献 (413)

12.4.1 正常星系的 X 射线谱 (413)

12.4.2 正常星系对宇宙 X 射线背景的贡献 (414)

参考文献 (415)

第十三章 星系团的 X 射线性质

..... 周又元 王绶琯 徐海光(419)

§ 13.1 X 射线天体物理在星系团研究中的地位 (419)

13.1.1 用 X 射线研究星系团的目标 (419)

13.1.2 光学星系团与 X 射线星系团 (420)

13.1.3 星系团是强 X 射线发射天体 (421)

§ 13.2 X 射线星系团的证认 (422)

§ 13.3 星系团 X 射线辐射的一般性质 (423)

§ 13.4 X 射线连续谱 (424)

§ 13.5 X 射线谱线 (427)

§ 13.6 X 射线辐射的空间分布 (428)

13.6.1 X 射线强度分布的轮廓 (428)

13.6.2 星系团的 X 射线成像和团内气体的性态 (430)

§ 13.7 星系团中心区的气体结构 (432)

13.7.1 星系团 X 射线亮度在中心区的过剩 (432)

13.7.2 星系团的团内气体 (433)

13.7.3 星系团中心的冷流 (434)

13.7.4 冷流存在的观测证据 (434)

13.7.5 势能分布的等级结构	(436)
参考文献	(440)
第十四章 活动星系核的 X 射线辐射	周又元(442)
§ 14.1 活动星系核 X 射线探测的手段和成就	(442)
§ 14.2 类星体 X 射线光度与光学光度以及射电光度的关系	(445)
§ 14.3 软 X 射线谱	(447)
§ 14.4 活动星系核的中能 X 射线谱	(455)
14.4.1 观测结果	(455)
14.4.2 发射机制	(456)
§ 14.5 活动星系核大蓝包的性质	(461)
14.5.1 活动星系核大蓝包的统计特性	(462)
14.5.2 大蓝包的形状	(464)
§ 14.6 活动星系核的铁 $K\alpha$ 线	(469)
参考文献	(477)
第十五章 展望与结语.....	周又元 王绶琯(479)

第一章 总 论

周又元 王绶琯

§ 1.1 X 射线天体物理学在当代天文学 和物理学中的地位

1.1.1 当代天文学与 X 射线天文学

当代天文学的发展是从第二次世界大战后 1945 年开始的,至今已经过 50 多年了.回首当代天文学的发展历史,可看出它的明显特征.而这些特征在 X 射线天文学中表现尤为突出.

第一,当代天文学具有空前的发展速度并取得惊人成就.天文学是古老的科学,它持续和稳定地发展了数千年.近 50 年它的发展进入了高速阶段.经典天文学的设备和仪器换代周期往往是百年至少也要数十年,而当代天文学换代周期缩短到十年甚至几年.这在 X 射线天文学中更为突出.例如第一代 X 射线卫星自由号(Uhuru)上天在 1970 年,而具有成像 X 射线望远镜的第二代卫星爱因斯坦天文台(亦称高能天文台二号,HEAO-2)发射在 1978 年.当代天文学中重大发展和突破性进展的事件往往是几年就会出现一次甚至几次.射电天文的发展造就了 60 年代的四大天文发现.X 射线天文学进入卫星观测时代则出现了能与 60 年代四大天文发现相比的 70 年代的重大天文发现.例如,X 射线双星的发现,X 射线暴的发现,星系团 X 射线强度和谱的研究,活动星系核作为强 X 射线源的特征论证,X 射线背景谱的确定等.

第二,造就当代天文学发展的基础是和平的环境和强大技术支持.当代天文学发展与二次世界大战结束以后有较大范围较长

时间的和平时代以及技术高度发展和空前繁荣时期紧密相关. X 射线天文学与空间技术的进步、物理探测仪器改善以及电子学技术和计算机技术的发展分不开. X 射线天文学更是当时发展起来的 X 射线望远镜的精细加工, 成像 X 射线计数器的制成, 优质探测晶体的获得, X 射线 CCD 技术的成功的结果.

第三, 当代天文学的主要特征是走向全电磁波段的观测与研究. 当代天文学比经典天文学在接收设备的灵敏度, 角分辨本领, 谱仪的能量分辨本领, 时间的分辨本领以及观测频段的扩展这些方面都有很大的提高. 这些仪器性能改善都使通过观测获得天体的信息增多. 对于 X 射线天文学除了前三者以外, 更突出表现在时间分辨本领要求与波段扩展到天体的高能辐射区. 经典天文学往往处理整个天体目标或是热辐射区, 因此其随时间的变化很慢. 当从可见光波段走出后, 在射电和 X 射线波段, 探测天体可瞄准其部分非热致发射区, 以及运动和辐射变化极快的天体 (如秒及毫秒周期的自转中子星). 这必然要求大大提高探测设备的时间分辨本领. 脉冲星和毫秒脉冲星的发现是在射电波段提高时间分辨率的重大的成果. 光学辐射区为光年尺度的类星体和赛弗特星系用中能 X 射线探测器可检测其中心光分尺度的非热致辐射区. 这是 X 射线探测器时间分辨率达到秒级的结果. 但是当代天文学在上述 5 种性质改善中最注目的是波段的扩展, 从可见光扩展到现今的从射电到高能 γ 射线波段其频率宽度增大了 10^{23} 倍. 如果全波段中能检测到的信息几乎与波段无关, 则这信息量的增长将是不可想像的. 就如现今全波段观测那样的不均匀, 处理全波段天体带来的新的认识也足以令人满意了. 在全波段中 X 射线波段不仅波段宽, 处于重要位置, 而且探测较易, 因此多波段天文学中 X 射线天文更受重视.

第四, 当代天文学与物理学科间的交流和相互作用更多更强. 当代天文学更多和有目的地重视物理规律在天体环境中的应用, 特别注重与理论物理学的交流. 同时, 现代天体物理学也重视对物理规律的检验与发展, 特别是在地球实验室中不能实现条件下物

理规律的推广和创立. 这些极端条件包括极低温, 极高温, 极低物质密度, 极高物质密度, 极强引力场, 极强磁场, 特殊条件下处于电离状态的粒子系统, 包括只参与弱相互作用不参与电磁相互作用中性粒子为主构成的暗物质系统等. X 射线天体物理也以处理这种极端条件下的强引力场中辐射为特色, 建立了黑洞天体物理学并发展了黑洞物理学. 我们将在 1.1.3 节中进一步详述这种交流与作用.

1.1.2 X 射线天文学的重要性

(1) X 射线天文学和天体物理学是当代全电磁波段天文学的重要组成部分. 其重要性表现在三个方面. 其一, 在天文学走向全电磁波段观测的历程中, 重要的一步是空间天文学的兴起. 当 60 年代地面天文学已覆盖了可见光和射电波段以及近红外某些区段后, 70 年代空间天文学兴起和发展直接的结果是带来了 X 射线天体物理学的令人吃惊的发现和诱人的理论解释. 它是空间天文学发展的里程碑, 也是当代天文学向全电磁波发展的主要诱导. 其二, 它是高能天体物理学的主要组成. 比之 γ 射线天文学, X 射线天文学有流量大, 背景小, 探测仪器设备小, 更易与地面光学和空间天文的结果对比研究的优点. 如果发射源是热致的, 其发射区温度可高达 10^6K 以上, 是可见光和紫外天文研究对象的扩张. 如果发射源是非热致的, 则可直接反映天体中的高能过程. 其三, 它与致密天体物理学紧密相关, 是现今致密天体物理研究的最主要方法. 致密天体物理的最重要特征是强引力效应. 一方面它是现代引力理论的重要检验场所, 另一方面它是开展天体中吸积过程研究的主要方面, 发展吸积天体物理的一个重要源泉.

(2) X 射线天文学是当代天文学最激动人心的范畴之一. 当代天文学的研究和进展几乎没有不在一定程度上被 X 射线天体物理学影响.

(3) X 射线天体物理学涉及到当代物理中最困难的课题. 首先是黑洞问题. 黑洞是广义相对论在强引力条件下的预言. 它的证

实是很困难的,这需要证明这种物体存在视界.这不仅要求在视界上不存在发射(对于黑洞天体霍金量子发射完全可以忽略),而且要鉴定视界半径与理论一致.现行的办法是用在强引力条件下吸积流的辐射特性和周围天体的空间与速度分布.虽然有种种支持的观测事实但肯定黑洞存在是唯一的可能尚需努力.强引力场下发射以 X 射线光子为主,利用 X 射线天体物理方法检测黑洞的存在和特性是最佳的途径.例如对于活动星系核,最近发现它的铁 $K\alpha$ 线具有很宽的轮廓和很大的红向移动,它显示了证实黑洞存在和发现黑洞性质的新曙光.另外,还有粒子的加速问题. X 射线辐射在很多天体中是非热致辐射.形成各种非热致辐射的条件都不可缺少高能电子,甚至其他高能带电粒子.高能粒子的起源和粒子的加速是物理学的基本问题,在 X 射线天体物理中它也是必须解决的关键课题.再有就是高能粒子流的起源和特性问题以及中子星内部物理和中子星强磁场环境下的带电粒子的运动和辐射特性,这些在 X 射线天体物理的课题中都有反映.

1.1.3 X 射线天体物理学的研究将推动物理学的发展

X 射线天体物理是天体物理学的一支.因此,X 射线天体物理与其他天体物理一样在两个方面与物理学发生关系.这里包含了进行 X 射线天体物理研究的部分目的.

第一方面是将地面获得的物理规律应用到天体环境中去,并解释发生在天体中的现象和规律.例如,将高温稀薄气体中电子受离子电场的作用产生加速度而引起的辐射(光薄热辐射)去解释星系团产生的 X 射线辐射的谱和光度等.又如,利用高能电子在磁场中产生的同步加速辐射和同源高能电子与同步加速辐射软光子作用产生高能 X 射线光子来解释某些类星体射电流量与 X 射线流量间的相关性以及射电谱指数与 X 射线谱指数间的相似性.可以含糊地说,一部 X 射线天体物理学几乎全是这类事例.

第二方面是通过天体物理学研究发现新的物理规律.这方面可举的例子不如第一方面多,但意义却更加深刻.它导致了经典引

力理论,相对论引力理论,量子理论的产生.总结物理理论产生的路径大体可分三个阶段,即天文观测或地面实验结果的积累,经验规律的获得,基本理论的建立.例如经典引力规律是开始于第谷对行星运动观测资料的累积,经过开普勒行星三定律的发现,最后得到牛顿引力定律.它的第一步是来自天文观测.量子理论也是经过光谱资料的累积,氢原子光谱波长经验规律的获得,玻尔理论的提出,量子力学理论的诞生,这几大步骤而形成和发展的.我们也要指明第一步中的光谱资料在当时是不能完全在地面实验室得到,而是用了白矮星光谱中的紫和紫外线的的数据.它也不能脱离天文观测.至于相对论引力理论的广义相对论在确立时就更离不开天文观测.在当时引力红移,光线在引力场中弯曲,水星近日点进动这三大基础检验都是利用太阳和太阳系观测进行的.更不用提广义相对论重要预言——引力波,它是在地面引力波检验至今仍几乎无希望成功的情况下,用天空引力实验室——双中子星脉冲星成功地检验了广义相对论的引力波预言.X射线天体物理学研究推动了恒星级黑洞、中子星和星系核级黑洞的研究.这使本仅是一种理论推测的黑洞成为可实在搜寻和探索的对象,由此而产生了黑洞天体物理学,使黑洞物理学建立在坚实的基础之上,并使更高效产能机制的探索成为新的物理课题.暗物质问题存在已久,重要的确认是在星系团的X射线辐射的研究中.星系团中暗物质与气体往往共存,因此研究气体分布和总物质分布可导出暗物质特性.而星系团中气体最好用X射线去探测,因此X射线天体物理研究是暗物质物理发展的支柱之一.

§ 1.2 X射线天体物理学发展简史

1945年以前的天文学主要限于可见光波段加上一些近红外某些波长的少许延伸.由于大气的光电吸收,在各波段中天体的X射线辐射被大气吸收最厉害.因此,只有空间天文学才能完成对天体X射线的观测.

早在 1962 年人类就开始利用火箭探索天体的 X 射线辐射。虽然火箭在大气上的飞行时间只有 5 分钟左右,但也足够完成许多新发现。例如发现了蟹状星云是 X 射线源,还发现了一些其他亮的可变的恒星级 X 射线源,甚至像河外天体 M87 也是 X 射线源。除此之外,还知道存在比较强的宇宙 X 射线背景辐射。这时期对天体的 X 射线辐射研究以新发现为主,而深入的研究必须留给长期在地球大气外工作的 X 射线卫星。

1970 年自由号(Uhuru)X 射线卫星发射标志 X 射线天文学的正式诞生。它不仅完成了首次的 X 射线的巡天,把发现的 X 射线源从 30 个一下提到三百余,而且它从恒星级 X 源的变化性质证认出是 X 射线食双星。一方面它把天体中一种重要过程——吸积从理论上给予空前的重视,并发展成为吸积天体物理。另一方面它证认出双星系统中一个应是致密星——中子星和黑洞。尤其对后者,使得黑洞不仅是理论的预言而且成为可能实际证认的天体。它还发现星系团相关联的气体具有强的 X 射线发射能力。超新星遗迹也成了 X 射线天文观测研究的主要目标。

1978 年爱因斯坦天文台发射是 X 射线天文的又一个里程碑。它首次采用掠射式 X 射线望远镜聚焦和大面积成像正比计数器对宇宙源进行观测。这使卫星探测 X 射线的灵敏度和角分辨率都大大提高,保证能检测到弱源,从而使 X 射线天文研究从河内走到河外。它最重要的贡献在于发现类星体和活动星系核是最强的 X 射线发射天体。另外,它还发现 X 射线源中包括各种类型的天体,有恒星形成区,正常恒星和正常星系。

90 年代发射的 ROSAT 卫星和爱因斯坦卫星同样工作在软 X 射线波段。它的一项主要任务是执行 X 射线巡天。由于它有极低的仪器噪声,因此在探寻更弱的源上有极强的能力。它巡天的结果包括了 8 万个 X 射线源,比之 Uhuru 巡天的三百多源提高了二个量级。首先检测到活动星系核中 X 射线 Fe $6\sim 7\text{keV}$ 发射线的是 1987 年发射的 Ginga 卫星。因为其能量分辨率还很低,在 6keV 只有 $E/\Delta E\sim 5$,谱线极不清楚。此后 1993 年发射的 ASCA 卫星,用

聚焦可达 10keV 能量的数百层发射膜集合成的聚焦系统代替掠射 X 射线望远镜,并采用 CCD 探测器,使能量分辨率提高到 $\frac{E}{\Delta E} \sim 50$,成为第一个具有工作到 10keV 的具有 X 射线聚焦系统的 X 射线卫星.它成功检测并系统研究了活动星系核 Fe K α 线,得出了活动星系核中心发射区是极强引力场区,明确支持了大质量黑洞的存在.

下一个里程碑的 X 射线卫星是 AXAF,它兼有高的角分辨本领和高的能量分辨本领.前者已超过地面天文的角分辨本领,后者已相当于地面的光谱仪的能力.因此,它对天体的 X 射线发射特性研究会有质的提高.由于经费的短缺,一再压缩设备、降低指标和推迟发射.据最新报道,该卫星已在 1999 年 7 月成功发射.

§ 1.3 X 射线天体物理学中的一些基本物理过程

X 射线天体物理学的目的是为了解决天体中产生 X 射线辐射的起因,为此要研究 X 射线光子的产生和在天体中辐射的转移.接受到的 X 射线辐射还与传播过程中性气体的原子分子作用有关.进行 X 射线的探测与提高效率也要研究 X 射线光子与物质的作用.总之,X 射线光子的产生、转移、吸收和检测是 X 射线天文学到处遇到的基本问题.这些基本问题又最终化解为带电粒子与电磁场的作用(包括 X 射线光子与带电粒子的相互作用),X 射线的吸收,以及光子与光子的相互作用.

1.3.1 带电粒子与电磁场的相互作用

电离状态的物质分解为电子和离子.因为电子质量远小于离子的质量,它的加速度大而产生更强的电磁辐射.电子对于电离系统产生的辐射影响最大.从辐射产生的观点出发首先应考虑电子的作用.为此我们将考虑电子在电场中的辐射,磁场中的辐射,电子与高能光子的作用,高能电子与低能光子的作用.

(1) 电子在电场作用下的辐射

物质电离时有电子和离子. 电子在离子静电场中运动时, 受静电力作用产生加速度, 从而产生辐射. 此时电子和离子皆处于自由态, 称为电子的自由-自由辐射. 这种电子和离子组成的宏观等离子体系统产生的辐射称为韧致辐射. 在等离子体处于热平衡状态, 特征温度为 T 时, 热韧致辐射谱中有一指数下降因子 $\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)$. 为产生 X 射线的韧致辐射, 要求温度相应的 kT 大于 X 射线光子能量. 这要求温度高达 10^7K , 甚至以上. 这是热致产生 X 射线辐射的一种主要机制.

(2) 电子在磁场作用下的辐射

电子在磁场中沿随磁场方向移动的螺旋线运动. 在垂直磁场方向运动轨迹是圆, 它存在加速度, 故有辐射. 此称为电子的回旋加速辐射. 但这种辐射不仅是分立谱而且频率很低. 电子为相对论性时, 它的辐射谱过渡到连续谱而且截止频率大大提高, 此时称为同步加速辐射. 它是天体中存在高能电子产生非热致辐射的一种主要机制. 同步加速辐射的峰值频率与磁场成正比而与电子能量平方成正比. 为了由同步加速辐射产生 X 射线光子必须有极高能量的电子和较强的磁场. 现今已有比较确切的证据表明在活动星系核内区存在这样条件, 可以产生同步加速的 X 射线发射.

回旋加速辐射的另一种特殊的极端情况是存在超强磁场. 当磁场达 $10^{12} \sim 10^{13}\text{Gs}$ ^①, 使得电子的回旋半径达到原子尺度, 而需要考虑量子效应. 此时电子正类似氢原子中的电子, 只不过用磁场的洛伦兹力代替原子核的静电力. 正如氢原子光谱一样, 这种电子的辐射除连续谱外尚有谱线发射. 此时发射的光子能量进入 X 射线波段. 中子星表面有 10^{12}Gs 以上的磁场, 观测上可以找到相应的 X 射线谱线.

(3) 电子与 X 射线光子的作用

① $1\text{Gs} \triangleq 10^{-4}\text{T}$.

如果电子的动能不大,远小于 X 射线光子的能量(千电子伏能量量级范围),则当电子与光子相互作用时,光子失去能量,频率下降,此时称为康普顿散射.它是在 X 射线光子产生后的辐射转移中的重要因素.当然,这种辐射也可以推广到电子动能与光子能量相近的情况,这是一般情况下的康普顿辐射.

(4) 高能电子与低能光子的作用

与上述相反,如果电子动能远大于光子能量,其相互作用的后果是电子能量传递给光子,使低能光子成为高能光子.这种过程称为逆康普顿散射.其相应系统的辐射称为逆康普顿辐射,有时也可以略称为康普顿辐射.当电子能量充分高,使得高能光子为 X 射线光子,则是由低能光子产生 X 射线光子的一种途径.在高能天体中不乏高能电子(或其他高能粒子),逆康普顿辐射是产生 X 射线的重要机制.比之同步加速辐射,它对电子能量的要求放松一些,更不要有磁场.因此,逆康普顿辐射已作为产生 X 射线辐射的主要方法在很多类天体中得到证实.

1.3.2 X 射线的光电吸收

当 X 射线通过冷气体,将发生光电吸收,即束缚-自由吸收.如 X 射线光子的能量大于原子、离子或分子中电子的束缚能,将使电子电离.光子能量部分用于克服束缚能,部分成为自由电子的动能.这种束缚-自由吸收的一个特征是存在吸收限,数值正好为电子束缚能.在光子能量大于电子束缚能时吸收截面与光子能量三次方成反比.对不同元素的原子吸收截面近似与吸收原子的电荷数 Z 的五次方成比例.氢是宇宙中丰度最大的元素,一些较重的元素虽然其丰度远低于氢,但截面随 Z 增大而急剧增长,这使得这些丰度很低的元素对 X 射线辐射吸收的贡献亦甚为明显.图 1.1 画出了不同元素原子的光电吸收截面.这些特征对设计检测 X 射线的正比计数器的气体和窗口材料是很重要的.恒星大气和地球大气对 X 射线的不透明性也是这种效应引起的.

一种重要的 X 射线吸收是发生在银河内的星际介质吸收以

及发射天体内部的稀薄冷气体中的吸收. 为了计算这类吸收效应, 我们假设在这些冷气体中各元素含量按宇宙丰度(通常为太阳内的元素丰度), 而且考虑在 X 射线最明显的 K 吸收限(相应原子最内层电子电离的束缚能), 我们得到这种冷气体的吸收截面 $\sigma_x(E)$ 与能量的关系. 图 1. 2 是 $\sigma_x(E)$ 与 E 的关系.

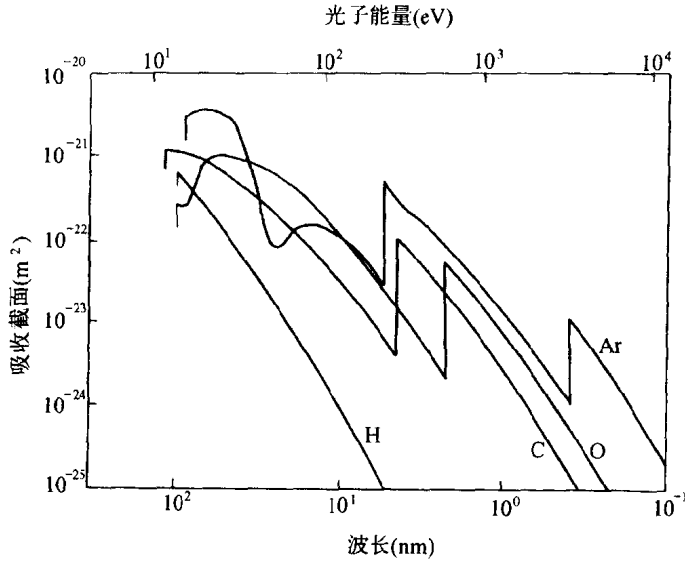


图 1. 1 氢、碳、氧和氩的光电吸收截面与能量的关系

图 1. 2 中的一些小间断是相应元素的吸收 K 限.

X 射线通过全部冷气体的吸收光深:

$$\tau_x(E) = \int \sigma_x(E) n_H dl$$

其中 n_H 是气体中氢原子的数密度, dl 是光程元. 如果不考虑各元素 K 限的小间断,

$$\sigma_x(E) \propto E^{-\frac{8}{3}}$$

则

$$\tau_x(E) = 2 \times 10^{-26} \left(\frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^{-\frac{3}{2}} N_H$$

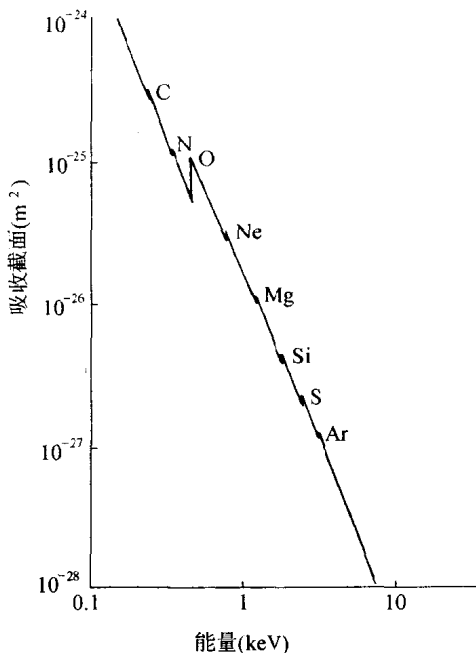


图 1.2 具有宇宙丰度化学组成冷气体

对 X 射线的吸收截面与 X 射线光子能量的关系

其中 $N_H = \int n_H dl$ 是冷气体中氢原子的柱密度(每平方米的原子数).

X 射线光电吸收截面随光子能量上升而明显下降,故对高能 X 射线吸收很小. 对非银盘面方向上银河的中性氢柱密度一般有 $N_H \leq 10^{25}/m^2$, 故一般在 $E > 1keV$ 时 X 射线光电吸收就很小了.

1.3.3 光子与光子相互作用及电子对的产生

从能量和电荷守恒看,当光子能量大于 2 倍电子静能 (511keV),就可产生正负电子对. 但是,此时动量不能守恒,为此要考虑新的接受动量的粒子或物体. 高能 γ 射线光子与原子核作用就可产生正负电子对,在 γ 光子产生电子对同时,原子核可作为部分动量和能量的受体. 这是发生在大气中的簇射过程中的一

环,它被用来探测宇宙中的高能粒子产生的光子.另一种产生电子对的机制是由在中子星表面附近强磁场与高能光子的作用引起的,此时电子对产生时的部分动量和能量的受体是磁场的虚光子.再一种能维持动量守恒的过程是高能 γ 射线光子与另一光子作用而产生电子对.它在天体中经常可以出现,尤其在天体中的致密区,充分强的辐射场使高能 γ 射线光子被吸收和被转化.双光子电子对产生的条件是

$$\epsilon_1 \epsilon_2 \geq m_e^2 c^4$$

即两光子能量积大于等于电子静能平方.故高能 γ 射线光子在背景场光子中运动产生电子对反应的阈值与背景场光子能量有关.对应微波背景辐射场 $6 \times 10^{-4} \text{eV}$ 光子的高能光子产生电子对阈值达 $6 \times 10^5 \text{TeV}$,星光场 2eV 光子的高能光子阈值为 10^2TeV ,X射线 1keV 光子场对应的高能光子阈值为 300MeV .

在天体环境中如果有大量正负电子对产生,则电子对又可以湮灭并放出两个光子.新生光子与原来光子能量不同,能量重新分配向均化方向发展.同时,产生的电子对能量很高,电子和正电子可产生同步加速辐射、韧致辐射或者其他辐射,而辐射出去的光子能量可以在X射线波段.因此,双光子电子对级联过程不仅可产生 511keV 湮灭线和 γ 射线,也产生X射线.整个过程需统一考虑电子的能量分布和光子的能量分布.事实上,这种高能 γ 射线光子的电子对级联产生与否取决于天体的致密程度.当充分致密时,高能 γ 射线光子由于对级联过程严重,它能明显地转化成更软的光子,如X射线光子.天体的致密度用无量纲致密参数 l 来特征

$$l = \frac{\sigma_T L}{m_e c^3 R}$$

其中 L 是光度, R 是发射区尺度, σ_T 是汤姆孙截面.可以证明当 $l > 60$ 时,双光子对产生很明显,从而改变X射线的发射谱(详见§14.4).

§ 1.4 X 射线天体物理学中的重要科学问题

当代 X 射线天体物理研究表明它的成果已涉及一些重要的天体物理问题,并为未来 X 射线天文研究提供线索,它是 90 年代和下一世纪下一代 X 射线天文设备和相应理论的研究课题.当然,这些问题的完全解决多半依赖多波段的观测和研究,但 X 射线波段是必不可少的.

(1) 恒星的活动性

当人们正关注诱人的 X 射线天体如活动星系核、星系团和 X 射线双星时,爱因斯坦天文台出人意料在其 X 射线源巡天中发现一些正常恒星也是强 X 射线发射天体.至今对这问题的理解仍很不充分,它涉及到恒星的内部和大气,恒星演化理论以及冕区的加热机制.只有在研究的样品尺度增大后,确定了 X 射线发射性质与恒星光谱型、转动性质、光学光度、年龄、属于几重星的关系,并研究其 X 射线流量的变化性质与活动性的关系,正常恒星产生 X 射线辐射物理起因才可能清楚.

(2) 星际介质

星际介质既带有恒星形成时的信息又含有恒星后期核反应产物喷发出的材料.更重要的是研究星系演化时它有着举足的作用.现在已知道星际介质形态多样,从温度只有 10K 的分子云内核到大于 10^6K 的恒星冕成分.但是我们仍不清楚在整个星系中各种形态的分布,总体结构与演化以及与星系形态和内部环境的关系.

这些重大问题的系统的回答有待它的多波段的研究.为了获得星际介质高温成分的结构和分布,除了用电子对湮灭线和 ^{26}Al 线外,用软 X 射线谱和成像将会提供热气体的温度结构和化学组成.

(3) 超新星和致密星

超新星爆发的辐射涉及到全电磁波段.超新星爆发主要起因在于其中的高能过程,因此 X 射线和 γ 射线的研究尤为重要.在

形成超新星遗迹的过程中 X 射线辐射也是主要的研究手段.

恒星演化的终结是致密星,包括白矮星、中子星和恒星级黑洞.在致密星附近由于吸积过程或强磁场的作用会产生高能粒子,因此产生 X 射线和 γ 射线辐射.利用高能辐射可以对这些致密星的分布、演化和基本物理问题进行研究.

(4) 核合成

元素起源是天文学研究的一个最基本的问题.现已知道轻元素产生于宇宙大爆炸的核合成时期,而重元素则是恒星内部核反应的产物.恒星内部核合成的产物可以通过各个波段去研究.现在高能天体物理也加入这个行列.除了用 γ 射线谱研究超新星中元素的产生以外,用高分辨 X 射谱能研究年轻超新星遗迹中抛射出元素的丰度,而加上高空间分辨率的 X 射线谱仪将给出抛出元素的空间分布,从而反推恒星演化以及抛射过程与星际介质的作用和交流.

(5) 正负电子对等离子体

当高能光子 γ 射线能量大于电子静能,光子与光子相互作用可以产生电子对 e^+e^- .电子对相遇可以湮灭,产生 511keV 的湮灭线.如果天体中高能 γ 射线光子流强充分强,而发射区充分小,使得双光子作用产生的电子对充分多而形成 e^+e^- 等离子体.这样的发射体可能存在我们的银心区,X 射线双星以及活动星系核中. e^+e^- 对等离子体除了有正负电子对湮灭特征线以外,还发射 10keV 到 MeV 量级的连续谱.因此包括 X 射线辐射在内的研究是必须的.它们将不仅提供正负电子对等离子体中的高能过程而且也是研究黑洞附近物理过程的有力手段.

(6) 极端条件下物理

致密星(白矮星、中子星和黑洞天体)的物态研究将提供地面实验室中所不能进行的极端条件下物理的研究.例如中子星表面有超强磁场(10^{12} Gs 以上),内部物质密度极大,达 $10^{14} \sim 10^{15} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ (与原子核密度相当甚至更大),表面辐射亮度高达 $10^{28} \text{ erg} \cdot$

cm^{-2} (比太阳表面值高 10^{17} 倍)^①, 内部质子系统处超流态 (其临界温度高达 10^9K , 是最高温的超流体). 而黑洞是强引力场中出现的极端. 这些物态、表面附近的性质以及辐射将主要靠 X 射线的光度变化以及谱来进行.

(7) γ 射线暴

γ 射线暴是延续不到 1 秒至数分, 能量主要在 γ 射线能区的瞬变过程. γ 射线暴发现已逾二十余年, 但却作为高能天体物理最大谜留存至今. 现在仍困惑于它的物理实在和真实起因. 首先是证认问题. 很难发现它的其他的波段辐射的稳定或不稳定的对应体, 因此它的距离无法断定. 其次是它的瞬变性反映出的极小尺度的发射区. 再有, 能量释放过程集中在高能区也需寻求解释. 虽然, γ 射线暴能量集中在 γ 射线波段, 但是 X 射线辐射研究也是重要的. 1997 年在证认 γ 暴的对应体上有明显进展, 就是利用它的 X 射线辐射定位而进行的. 这些证认结果可以表明它很可能来自宇宙学距离. 难点又转到发射的高光度, 小发射区, 这比解释类星体现象更为困难. 模型虽有多种, 但争论却更激烈.

(8) 恒星黑洞天体的证认

已有几个 X 射线双星中被认为其中可能存在黑洞天体. 它主要是用软 X 射线观测和光学对应体的观测进行. 结果表明这些致密天体可能有较大质量, 而且它们不可能是中子星. 但这些还远不是黑洞存在的最后证据. 黑洞的存在应证明它的视界面存在. 首先应对致密天体质量与尺度之比有更强的约束. 为此应用硬 X 射线连续谱, 正电子湮灭线、铁线的展宽和流量的时变特性共同来约束并定出它的质量与尺度比. 要进行这样测量的 X 射线天文设备应有极宽的波段, 很高灵敏度, 适度的谱分辨率和相应的测偏振能力.

(9) 活动星系核

类星体和活动星系核是宇宙中能产生持续辐射最亮的天体.

① $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$

从 60 年代发现以来就被标以“谜”天体,这在于它的高效的产能机制和其他的奇特性质.近四十年的研究已有较公认的模型,即巨型黑洞(质量为 $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$)的吸积模型.但是这个模型中的具体物理过程以及活动星系的结构和演化仍不清楚,它将作为四大物理难题带向 21 世纪.

X 射线观测在活动星系核的研究中起着关键的作用.这在于硬 X 射线发射区位于活动星系核的最内区,已非常靠巨型黑洞的视界.X 射线性质尤其是 X 射线谱线轮廓、红移和时变的研究将会给出黑洞存在最重要的证据.

(10) 吸积物理

X 射线双星和活动星系核的研究促进了对天体中吸积机制的重视.而这种机制在宇宙中是无所不在的,因此吸积物理成为当代天体物理学最重要的新兴分支之一.

事实上,吸积物理尚有一系列基本和有应用前景的问题尚待解决.例如,吸积盘的形态和形成,吸积盘中包括耗散在内的物理过程,吸积盘的稳定性,吸积盘与致密天体交界区的描述和性质,有强磁场时吸积盘的新特性,超爱丁顿吸积的性质,吸积盘与喷流的形成和相互作用等.这些问题的主要依靠用 X 射线和 γ 射线从微秒至年时标的流量变化来决定吸积流中的不稳定性 and 吸积盘的几何结构.用中高分辨率 X 射线谱决定吸积盘上的密度、温度、电离度和化学成分分布.用硬 X 射线回旋辐射研究吸积中子星磁层的性质.X 射线偏振测量将对吸积盘的取向给一定限制.

(11) 星系团的团内气体

X 射线天文学的一个重大发现是星系团内气体是很热而发射 X 射线,并进一步证实了团内气体的质量大于团内的发光天体的总质量.因此,通过团内气体的 X 射线辐射可以研究气体的分布,从而导出团内位势的分布,并研究暗物质的分布.由此还可以研究它与星系团各个演化阶段的关系.通过 X 射线强度轮廓可以研究团内亚结构的形态和演化.这些都是研究星系团演化的重要组成.

(12) 宇宙的大尺度结构

研究宇宙大尺度结构需要探索大红移和大质量天体. 据此星系团是研究宇宙大尺度结构不可代替的标志天体. X 射线辐射比之光学辐射更容易发现大红移的星系团. 利用 X 射线谱线可以定出星系团的红移, 而利用 X 射线连续谱可以定出星系团的温度, 加上光度测量可以定出团的引力质量. 利用大天区中团的相关性可以导出大红移天区的大尺度结构, 从而研究大尺度结构的形成和演化.

(13) 暗物质的性质

不少观测显示暗物质存在于各个尺度的宇宙天体中, 尤其在星系层次以上暗物质含量更大. 它的总质量占宇宙质量的大部分, 甚至可能在百分之九十以上. 但对暗物质的分布现今知之甚少. 它的很多性质仍是天体物理学中现存最大的谜, 和活动星系核一样同属人类带向 21 世纪的四大物理难题.

绝大多数暗物质不产生电磁辐射, 主要通过引力作用来探测它的存在和研究它的分布. 用 X 射线可以探求星系团内、星系群内和星系周围存在气体的分布, 并导出产生这样分布的位势, 从而跟踪出暗物质的分布. 当宇宙中各层次的暗物质分布弄清, 我们就可能探索暗物质的性质, 如构成它的粒子以及粒子间的相互作用.

(14) 宇宙 X 射线背景辐射

X 射线天文学的兴起就发现未预料到的宇宙 X 射线背景辐射. 此后明确这种背景辐射是宇宙学起源. 但是它是真正的弥漫 X 射线源的贡献还是个别分立 X 射线源的叠加的结果, 一直争论到 90 年代. 虽然许多观测表明它属后者, 但仍存在分立源的谱与 X 射线背景谱不一致的困难. 产生这个问题的主要原因在于能很好完成分立源谱观测的能区与测定 X 射线背景谱的能区不同. 下一代的 X 射线天文设备(如 AXAF)在兼有高的空间分辨率和高的谱分辨率时, 如按分立源叠加则可直接用观测鉴定.

第二章 X 射线的发射机制和辐射转移理论

陈军锋 尤峻汉

§ 2.1 引言

近二十年来,由于空间观测技术的长足进步,使 X 射线天文学成为近代天文学中最为活跃、最令人瞩目的生力军(Rosner, Gould & Vaiana, 1985; Sarazin, 1986). X 射线观测新发现的出现,大量最新观测资料的积累,大大开拓了天文学家的视野,影响遍及各个天体层次和天文分支领域,如 X 射线密近双星, X 射线暴, X 射线脉冲星,主序前恒星的 X 射线辐射性质,超新星遗迹的 X 射线,活动星系核、类星体以及 BL Lac 天体的连续谱 X 射线辐射(频谱,光变,与光学和射电辐射的相关性等等),超星系团的铁线发射, X 射线源的空间分布和宇宙学计数,宇宙 X 射线背景等(Treves et al., 1989; David, Jones & Forman, 1982; Micela, Maggio & Vaiana, 1992). 观测进展大大推动了 X 射线天文学的理论研究,这既包括了对 X 射线天体自身性质的理论探讨(物理状态、结构和演化),也包括了对 X 射线辐射理论的研究进展. 本章将着重讨论后一方面. 辐射理论包括两个内容,即辐射的产生机制,以及辐射在介质中的输运性质——辐射转移问题. 在天体物理中, X 射线辐射的产生机制主要有以下四种: (1) 温度大于 10^7K 的光学薄气体的韧致辐射; (2) 光学厚的热平衡气体的黑体辐射; (3) 相对论电子在磁场中运动产生的同步辐射; (4) 相对论电子与低能光子逆康普顿散射产生的辐射. 通常用上述发射机制解释 X 射线观测谱. 观测谱通常有下列特征: (1) 低能端有一锐截止现象; (2) 连续谱强度随 X 射线能量 $h\nu$ 的变化遵循幂律或指数规律;

(3)一些连续谱上 $6\sim 7\text{keV}$ 之间有明显吸收线或发射线. 低能端锐截止现象通常解释为视线上的冷物质对 X 射线的吸收. 根据目前对于宇宙 X 射线源的理解, 幂律下降的谱被认为是由幂律能谱的电子的同步辐射或逆康普顿散射过程产生, 指数下降的谱被认为是韧致辐射谱(低能部分较平坦)或黑体谱(有一明显峰值). 某些观测谱也可能是两种源谱的叠加. 下节将介绍各种产生 X 射线的物理机制和源谱的性质以及在天体物理中如何判断观测谱是由哪种机制产生的. 除此之外, 研究辐射穿过等离子体介质时所发生的辐射转移过程是一个重要的课题. 由于辐射场和等离子体的能量交换, 将使出射光谱形, 强度, 谱线位置, 谱线轮廓, 各发射线强度比, 偏振特性等发生不可忽视的改变, 这些改变在 X 射线波段常常特别显著. 要了解源内物理性质, 解释观测结果, 只讨论原始辐射机制是不够的, 还必须仔细考虑在等离子体传播过程中的辐射转移(见 § 2.3), 这一课题在 X 射线天文学中更具有其特殊重要性.

§ 2.2 X 射线的发射机制和源谱

目前 X 射线天文学中, 常见的 X 射线发射机制是: 光学厚热平衡气体的黑体辐射; 光学薄的热平衡等离子体的韧致辐射(当然, 有时会遇到介于光厚和光薄之间的情形, 无论如何, 这些等离子体必须是高温的, 典型温度值是 $\sim 10^7\text{K}$); 相对论电子在磁场中产生的同步辐射; 相对论电子与低频射电(或红外)光子碰撞产生的逆康普顿散射; 热电子在极强磁场($10^{11}\sim 10^{13}\text{Gs}$)中产生的回旋辐射; 对于高温等离子体, 当温度达到 $10^7\sim 10^8\text{K}$ 时, 一些重元素如 Fe 只残存一到两个电子而成为高价离子如 Fe^{+25} 或 Fe^{+24} , 这些离子可看成类氢和类氦系统. 当从第一激发态跃迁到基态时, 束缚-束缚跃迁会产生 $\sim 6.8\text{keV}$ 的铁发射线, 恰处于 X 射线波段. 电子与铁核的复合(自由-束缚跃迁)则产生带边的 X 射线连续谱. 另一些 X 射线产生机制在天体物理中也极具重要性, 例如对

$10^8 \sim 10^9 \text{K}$ 的极高温等离子体, 正负电子对 e^\pm 的出现将不可避免, 电子对的湮灭产生 511keV 的 γ 光子, 而当 γ 光子穿过较“冷”的等离子体云 ($10^6 \sim 10^7 \text{K}$) 而离开辐射源, 会由于和自由电子康普顿散射而软化, 结果出射的是 X 射线. 总之, X 射线产生机制内容丰富, 以下仅就几个最常见的典型机制做一简要介绍.

2.2.1 光学厚热平衡气体的黑体辐射, 吸积

众所周知, 对一个热平衡的发光气体, 若为光学厚的 (其中辐射场和等离子体之间有足够频繁的相互作用而能达到共同的热平衡), 则气体表面出射的是黑体辐射谱, 其强度 (即单位时间单位发光表面面积单位频率间隔沿垂直表面方向的单位立体角辐射出的能量) 由普朗克公式给出:

$$I_\nu^{\text{eq}}(T) \equiv B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{sr}) \quad (2.1)$$

可见, 黑体谱的形式依赖于温度 T . 它在 $h\nu \ll kT$ 的低频端形式为 $B_\nu(T) \propto \nu^2$, 而在 $h\nu \gg kT$ 时形为 $B_\nu(T) \propto \nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}}$, 为准指数衰减. 强度曲线有一极大, 对于给定温度 T , 与黑体谱强度极大对应的峰值频率为

$$\nu_m \simeq 10^{11} T (\text{Hz}) \text{ 或 } h\nu_m = 2.82 kT \quad (2.2)$$

或者换成波长, 与辐射极大相应的波长 (又叫典型波长) 为

$$\lambda_m = 2.90 \times 10^7 / T \quad (\text{\AA}) \quad (2.3)$$

由 (2.2) 式可见, 当黑体 (光厚热平衡气体) 温度为 $T \simeq 10^7 \text{K}$ 时, 黑体辐射峰频为 $\nu_m \simeq 10^{18} \text{Hz}$, 或 $h\nu_m \simeq 4 \text{keV}$, 恰位于典型的 X 射线波段.

单位时间通过黑体表面单位面积辐射的能量 (通量) 为

$$F = \pi I^{\text{eq}} = \pi B = \pi \int_0^\infty B_\nu d\nu = \sigma T^4 \quad (\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2.4)$$

其中 $\sigma \equiv \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \times 10^{-5} (\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-4})$.

黑体辐射是 X 射线天文中的重要辐射机制,许多吸积中子星的观测 X 射线谱有很好的普朗克形式.由谱极大对应的峰值频率观测值可定出其表面黑体温度 $T \simeq 10^7 \text{K}$ (见(2.2)式),再由(2.4)式可求出中子星表面总辐射光度为 $L_x = 4\pi R_s^2 \sigma T^4$,取 $T = 10^7 \text{K}$, $R_s \simeq 10 \text{km} = 10^6 \text{cm}$,则可定出黑体总光度 $L_x \simeq 10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$.这正是银河系内 X 射线点源(密近 X 射线双星)的典型光度值.

产生黑体辐射的天体,辐射能源常常来自吸积过程,此处做些简短说明.在 X 射线天文中,最重要的辐射能源或许就是致密天体的吸积过程(引力能释放)和热核反应过程,特别是前者更为常见.其重要性可从简单量级估计中来认识.对于一个质量 M ,半径 R_s 的恒星,吸积了质量为 m 的气体,则释放的引力能为 $\Delta E_{\text{acc}} = \frac{GMm}{R_s}$.如果是中子星, $R_s \simeq 10 \text{km}$,质量 $M \simeq M_\odot$,则当吸积了 $m = 1 \text{g}$ 物质后,释放的能量为 $\sim 10^{20} \text{erg}$,相比之下,热核聚变($\text{H} \rightarrow \text{He}$)释放效率就小很多, $1 \text{g H} \rightarrow \text{He}$ 的反应释放热核能量仅为 $\Delta E_{\text{nuc}} = 0.007mc^2 \simeq 6 \times 10^{18} \text{erg}$,吸积的能量转变为等离子体热能,最终会以电磁辐射形式释放出来.可以从物理考虑定性地了解到,对于致密星如中子星和恒星级黑洞,吸积产生的辐射恰位于 X 射线波段.假如吸积足够强,则沉积在致密星表面附近 $R \simeq R_s$ 处的气体应当是光厚的,应有黑体辐射,其黑体温度由 $T_b = (L_{\text{acc}}/4\pi R_s^2 \sigma)^{\frac{1}{4}}$ 定.用典型光度值 $L_{\text{acc}} = 10^{36} \sim 10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 和 $R_s \simeq 10 \text{km}$ 代入,则 $T_b \simeq 10^7 \text{K}$ 或 $kT_b \simeq 1 \text{keV}$.这说明吸积产生了 X 射线.

还有另一种可能性,即吸积气体是光学薄的或者是吸积气体在进入光学厚区域前到达激波波前位置之前,部分气体的吸积能已完全转变为气体热运动能.对于这部分气体,其热运动温度可高

达 $T_{\text{th}} \gtrsim 10^{11} \text{K}$. 这是由以下粗略估计得到的: 对于每对被吸积的质子-电子对, 到达中子星的引力能释放是 $\frac{GM(m_p+m_e)}{R_*} \sim \frac{GMm_p}{R_*}$, 而热能为 $2 \times \frac{3}{2} kT$. 由此得 $T_{\text{th}} = GMm_p/3kR_* \simeq 5.5 \times 10^{11} \text{K}$, 或者 $kT_{\text{th}} \simeq 50 \text{MeV}$. 由于光学薄, 不会有辐射场和热等离子体的进一步相互作用, 可以预期这一高温等离子体的温度也就是它的辐射温度 $T_{\text{rad}} \simeq T_{\text{th}}$. 它产生的将不再是黑体辐射(光学厚), 而是光学薄气体的韧致辐射, 处于 X 射线到 γ 射线波段上. 实际情况下, 辐射温度范围应为 $T_b < T_{\text{rad}} < T_{\text{th}}$, 或者 $1 \text{keV} \lesssim h\bar{\nu} \lesssim 50 \text{MeV}$ (辐射温度由 $kT_{\text{rad}} \simeq h\bar{\nu}$ 定义).

2.2.2 韧致辐射(自由-自由跃迁)

等离子体中电子与离子发生近碰撞时, 库仑力作用使电子获得加速度, 产生辐射, 称为韧致辐射. 见示意图 2.1. 如果等离子体温度高达 $\gtrsim 10^7 \text{K}$, 则韧致辐射产生 X 射线. 对于光学薄的(即很稀薄)热等离子体, 可略去自吸收, 则由源出射的谱就是其中产生的原始韧致辐射谱形. 对于高温的(例如 $\gtrsim 10^7 \text{K}$)等离子体, 可以认为完全电离, 此时韧致辐射就是这一光薄气体的主要辐射机制. 其它如束缚-束缚发射和自由-束缚发射都可以忽略不计.

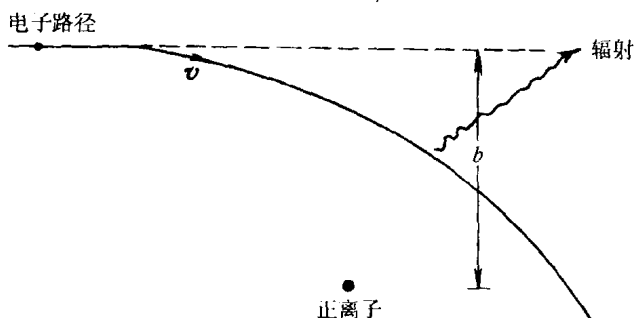


图 2.1 经典韧致辐射过程

在经典辐射理论中,处理轫致辐射的大致步骤如下:

(1) 首先给出速度为 v ,瞄准距离为 b 的单个电子在正离子库仑场中运动方程,求出一抛物线运动轨道(图 2.1).由经典电磁理论,即可求出该曲线运动电子的轫致辐射能谱分布 $W(\nu, v, b)$.

(2) 把单个电子的 $W(\nu, v, b)$ 乘以单位时间里该电子以瞄准距离 $b \sim b+db$ 和正离子发生碰撞的次数 $2\pi N_Z v b db$,再对 b 在 $0 \sim \infty$ 范围积分,求出该速度为 v 的一个电子的轫致辐射谱功率 $P(\nu, v)$.

(3) 由等离子体中电子的速度分布 $N(v)$ (热平衡时就是麦克斯韦分布),即可进一步求出单位体积中电子总辐射谱功率(单位时间单位体积单位频率间隔中的辐射能量,又叫做谱发射系数) $j(\nu)$.

但是要特别指出,经典电磁理论只适用于低速电子的低频轫致辐射(例如射电和红外波段以致光学波段)(详见尤峻汉,1983),经典适用条件是

$$v \ll Z \alpha_f c$$

其中 v 是电子运动速度, Z 是正离子的原子序数, c 是光速, $\alpha_f = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ 是精细结构常数.如果取 $Z=1$ (氢原子),则上述条件相当于 $v \ll 10^{-2}c$,对于 $T \simeq 10^5 \sim 10^6 \text{K}$ 等离子体,电子平均热运动速度 $\bar{v}_{th} \simeq \sqrt{\frac{kT}{m}} \simeq 10^{-2}c$.可见,经典轫致辐射理论和公式最多只能用于不超过 $10^5 \sim 10^6 \text{K}$ 的等离子体,而这种热等离子体的轫致辐射由 $\hbar \bar{\nu} \sim kT$ 估计,是处在光学和紫外段的.对于X射线天文学而言,关心 $T \gtrsim 10^7 \text{K}$ 的高温等离子体,就必须用(半)量子理论讨论轫致辐射了.

经典量子辐射理论基本精神很不同于经典辐射理论,不是先求加速粒子辐射场的各点场强 (\mathbf{E}, \mathbf{B}) ,再求各点能流 $\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B}$,

进而去求所关心的辐射功率、角分布、谱分布、偏振等。在量子理论处理中,是将辐射看做带电粒子的能级跃迁过程。求辐射的基本特性(功率、角分布、谱分布、偏振),其核心问题是求量子态间的跃迁概率(例如概率越大,则辐射功率越大等等)。在量子力学处理中,韧致辐射被看成电子在正离子库仑场作用下从速度 v_i 的自由态跃迁到终速为 v_f 的另一自由态的跃迁过程,故称为自由-自由跃迁过程,同时还发射出一个韧致光子。其频率满足 $h\nu = \Delta E = \frac{1}{2}m_0v_i^2 - \frac{1}{2}m_0v_f^2$ 。欲求此自由电子韧致辐射功率 $P(\nu)$,首先是找到这一自发过程的跃迁概率表达式。但是在半经典量子理论中没有直接办法求自发跃迁概率,而是用含时微扰论先求出受激跃迁概率(把电磁辐射场看成施于场中粒子上的微扰),再利用自发跃迁概率和受激跃迁概率的热力学关系导出所要求的自发跃迁概率。

量子理论中,也常常用辐射截面的概念来代替跃迁概率。如果在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 间隔中一个电子的韧致辐射功率是 $P(\nu)d\nu$,该电子速度是 v ,等离子体中正离子数密度是 N_Z ,则韧致辐射的 $\nu \sim \nu + d\nu$ 间的微分辐射截面 $\sigma(\nu)d\nu$ 定义为

$$\sigma(\nu)d\nu = \frac{P(\nu)d\nu}{N_Z v h \nu} \quad (2.5)$$

显然式中 $\frac{P(\nu)d\nu}{h\nu}$ 代表电子在单位时间辐射的 $\nu \sim \nu + d\nu$ 中的光子数, $N_Z v$ 代表该电子单位时间通过单位面积碰撞的离子总数。因此(2.5)式的 $\sigma(\nu)d\nu$ 实际代表一个速度 v 的电子每和一个离子碰撞而发射一个 $\nu \sim \nu + d\nu$ 间隔的单色光子的概率。所以截面就是概率的另一种表示。(2.5)式可改写成

$$P(\nu)d\nu = N_Z v h \nu \sigma(\nu)d\nu \quad (2.6)$$

由(2.6)式说明,知道了韧致功率 $P(\nu)d\nu$,就可求出速度 v 电子的微分辐射截面 $\sigma(\nu)$,反之亦然。

本书不可能详细推导轫致辐射微分截面或跃迁概率公式,有兴趣的读者可参考有关著作及其中所引文献(例如,参见尤峻汉,1983).这里只粗略说明用含时微扰论求跃迁概率的方法要义.以轫致辐射为例,考虑的是电子在(正)离子库仑场中自由-自由跃迁过程,系统由电子-质子对构成,电子运动的哈密顿量是

$$\hat{H}^0(x) = -\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2 + V \quad (2.7)$$

如果此系统置于辐射场中,电磁波与电子相互作用将是一小量而且显然是含时间 t 的,对应的微扰算符记为 $\hat{H}'(x, t)$,称为含时微扰.于是系统的总哈密顿为

$$\hat{H}(x, t) = \hat{H}^0 + \hat{H}' = -\hbar^2/2m_0\nabla^2 + V + \hat{H}'(x, t) \quad (2.8)$$

从而描写电子运动的薛定谔方程为

$$i\hbar\frac{\partial\varphi}{\partial t} = [\hat{H}^0(x) + \hat{H}'(x, t)]\varphi \quad (2.9)$$

由于 $\hat{H}'(x, t)$ 显含 t , 方程没有定态解. 因此系统不可能稳定在定态上, 求出的波函数必将随时间变化, 即状态会随时间变化. 这就暗示着电子会从某一定态到另一个定态的跃迁的可能性. 为了定量求出电子在辐射场的扰动下从某一给定初始定态(例如 $u_m(x)$)跃迁到另一个特定的定态(例如 $u_n(x)$)的跃迁概率. 办法是在初始条件 $\varphi|_{t=0} = u_m(x)$ 下, 求解上述有含时微扰项的薛定谔方程. 把求出的解 $\varphi(x, t)$ 用定态本征函数系(正交完备系) $\{u_n(x)\}$ 做级数展开, 即

$$\varphi(x, t) = \sum_n a_n(t) u_n(x) e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t}$$

按量子力学理论, 振幅平方 $|a_n(t)|^2$ 就表示 t 时刻电子处于定态 $u_n(x)$ 上的概率, 当然也就是 $0 \sim t$ 这段时间中电子由初始定态 $u_m(x)$ 跃迁到 $u_n(x)$ 定态上的概率了. 因而电子在单位时间中由初

态 $u_m(x)$ 到终态 $u_n(x)$ 的跃迁概率就是 $P_{m \rightarrow n} = \frac{|a_n(t)|^2}{t}$. 所以剩下的任务就是求 $\varphi(x, t)$ 的展开系数 $a_n(t)$. 按照常规方法, 求 $a_k(t)$ 需要把上面的薛定谔方程换成 E 表象, 这只需将级数展开式 $\varphi(x, t) = \sum_k a_k(t) u_k(x) e^{-\frac{i}{\hbar} E_k t}$ 代入薛定谔方程 (2.9), 方程两边乘以 $u_n^*(x) e^{\frac{i}{\hbar} E_n t}$, 再对 x 积分, 利用 $\{u_n(x)\}$ 系的正交性, 薛定谔方程化为

$$\frac{da_n(t)}{dt} = \sum_k H'_{nk}(t) e^{i\omega_{nk}t} a_k(t) \quad (2.11)$$

其中 $\omega_{nk} = \frac{E_n - E_k}{\hbar}$, $H'_{nk}(t) = \int u_n^*(x) \hat{H}'(x, t) u_k(x) dx$. 用微扰论方法求解上述方程, 可以求得

$$a_n = \frac{2\pi}{i\hbar} H'_{mn}(\omega_{mn}) \quad (2.12)$$

其中 $H'_{mn}(\omega_{mn})$ 表示含时微扰矩阵元 $H'_{mn} = \int u_m^*(x) \hat{H}'(x, t) \cdot u_n(x) dx$ 对时间做傅氏展开时, 频率为 ω_{mn} 的单色成分的幅值大小. 为直观起见, 读者不妨将 $H'_{mn}(t)$ 矩阵元物理上理解为定态 u_m 和 u_n 之间的“平均”微扰能量 (因为对角元 $H'_{mm}(t) = \int u_m^*(x) \hat{H}'(x, t) u_m(x) dx$ 是定态 $u_m(x)$ 的平均微扰能量. 对非对角元 H'_{mn} , 可以做类比性的理解). 做单色展开

$$H'_{mn}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H'_{mn}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.13)$$

其中

$$H'_{mn}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H'_{mn}(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.14)$$

就是平均微扰能 $H'_{mn}(t)$ 中频率是 ω 的单色成分的幅值大小. 由 (2.12) 式可见, 欲使系统从 $u_m(x)$ 初定态经过 t 时间跃迁到定态

$u_n(x)$ 并产生频率 $\omega_{mn} = \frac{1}{\hbar}(E_m - E_n)$ 的感应辐射, 就必须微扰能

$H'_{mn}(t)$ 中含有频率 ω_{mn} 的单色成分, 即必须 $H'_{mn}(\omega_{mn}) \neq 0$.

可见, 计算 $m \rightarrow n$ 跃迁概率的问题变成写出微扰算符 $\hat{H}'(x, t)$, 再计算微扰矩阵元 $H'_{mn}(t)$ 中单色成分 $H'_{mn}(\omega_{mn})$ 的问题了. 以上就是半量子理论计算辐射跃迁概率的要点, 方法具普遍性. 对于韧致辐射, 考虑电子在正离子库仑势中的运动和辐射, 因此原始哈密顿是 $\hat{H}_0(x) = \frac{1}{2m_0}\hat{\mathbf{P}}^2 - e\varphi = -\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2 - e\varphi$. 含时微扰则由辐射场 (外来电磁波) 提供. 为了简单, 先只考虑辐射场是一束波矢 \mathbf{k} , 偏振方向为 \mathbf{l} 的平面电波, 其矢势为

$$\mathbf{A}(x, t) = A(t)\mathbf{l}\exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.15)$$

(对于电磁波, 通常采用库仑规范, $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, 标势 $\varphi = 0$, 因而只需写矢势 \mathbf{A} 即可), 于是系统总哈密顿为

$$\hat{H}(x, t) = \frac{1}{2m_0}(\hat{\mathbf{P}} + \frac{e}{c}\mathbf{A})^2 - e\varphi \quad (2.16)$$

可写成

$$\hat{H}(x, t) = \hat{H}_0(x) + \hat{H}'(x, t) \quad (2.17)$$

其中

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2m_0}\mathbf{P}^2 - e\varphi = -\frac{\hbar^2}{2m_0}\Delta^2 - e\varphi \quad (2.18)$$

而微扰则为

$$\hat{H}'(x, t) = \frac{e}{m_0c}\mathbf{A} \cdot \mathbf{P} + \frac{e^2\mathbf{A}^2}{2m_0c^2} \simeq \frac{e}{m_0c}\mathbf{A} \cdot \mathbf{P} \quad (2.19)$$

这里假定了辐射场不太强, 略去了二级微扰项 \mathbf{A}^2 .

因此, 频率是 $\omega_{fi} = \frac{1}{\hbar}(E_i - E_f)$ 的单色微扰能是

$$H'_{fi}(\omega_{fi}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H'_{fi}(t) e^{i\omega_{fi}t} dt \quad (2.20)$$

其中 $H'_{fi}(t) = \int u_f^*(x) \hat{H}'(x, t) u_i(x) dx$, 将(2.19)式代入则有

$$H'_{fi}(\omega_{fi}) = \frac{e}{m_0 c} A(\omega_{fi}) (e^{-ik \cdot r} \mathbf{l} \cdot \mathbf{P})_{fi} \quad (2.21)$$

至于由平均单色微扰能 $H'_{fi}(\omega_{fi})$ 去计算跃迁概率, 上面已做了原则性阐述, 不再讨论. 读者进一步计算矩阵元 $H'_{fi}(\omega_{fi})$ 时, 遇到的问题是怎样写韧致辐射的初、末两个定态波函数 u_i 和 u_f . 初看很简单, 对于自由-自由跃迁, 似乎初、末两态都是自由态, 波函数为德布罗意平面波:

$$u_{i0} = (2\pi)^{-3/2} e^{-ik_i \cdot r} \quad (2.22a)$$

$$u_{f0} = (2\pi)^{-3/2} e^{-ik_f \cdot r} \quad (2.22b)$$

其中 $\mathbf{k}_i = \mathbf{P}_i/\hbar$, $\mathbf{k}_f = \mathbf{P}_f/\hbar$, 但是注意该自由电子受到离子库仑势扰动, 不是真正“自由”的, 波函数会变形, 偏离平面波形式. 欲求一级近似波函数, 可采用玻恩近似, 即把离子库仑势 $\frac{Ze^2}{r}$ 看成微扰, 把(2.22)式给出的平面波看做零级波函数. 利用(定态)一级微扰论标准公式, 得到一级修正波函数是

$$u_{i1} = (2\pi)^{-3/2} \int \left\{ \left(\frac{Ze^2}{r} \right)_{pi} \frac{e^{-i\mathbf{P} \cdot \mathbf{r}/\hbar}}{E_i - E_p} d^3\mathbf{P} \right\} \quad (2.23)$$

u_{f1} 形式类似, 不再列出. 其中微扰矩阵元是

$$\left(\frac{Ze^2}{r} \right)_{pi} = (2\pi)^{-3} \int \left(\frac{Ze^2}{r} \right) e^{-i\mathbf{P} \cdot \mathbf{r}/\hbar} e^{-i\mathbf{P}_i \cdot \mathbf{r}/\hbar} d^3\mathbf{r} \quad (2.24)$$

于是一级近似波函数为

$$u_i = u_{i0} + u_{i1} \quad (2.25a)$$

$$u_f = u_{f0} + u_{f1} \quad (2.25b)$$

这是一个略有“变形”的平面波,有了 u_i 和 u_f ,就可计算微扰矩阵元 H'_{fi} 了.从以上公式(2.23)可见,能利用玻恩近似计算跃迁概率的前提条件必须是 $\left(\frac{Ze^2}{r}\right)_{pi} \ll E_p - E_i$, 或者是 $\left(\frac{Ze^2}{r}\right)_{pf} \ll E_f$ 和 $\left(\frac{Ze^2}{r}\right)_{pi} \ll E_i$. 换句话说,要求初、终两个自由态电子的动能(因而速度)很大,可以导出,玻恩近似条件是:

$$v_i, v_f \gg Z\alpha_j c \quad (2.26)$$

这恰和经典轫致辐射适用条件的不等号反过来(当然,速度也不能太大,还要求 $v_i, v_f \ll c$, 否则成了相对论电子,半经典量子理论又不适用了).

求出了跃迁概率,也就求出轫致辐射的微分截面,因为按照截面的定义和意义(2.5)式,微分截面和跃迁概率 $\frac{dP_s(\nu)}{d\Omega}$ (每秒沿给定方向单位立体角频率为 ν 的自发跃迁概率)关系是

$$\frac{d\sigma(\nu)}{d\Omega} = \frac{dP_s(\nu)}{d\Omega} / v \quad (2.27)$$

v 是电子速度. 将 $\frac{d\sigma(\nu)}{d\Omega}$ 对所有立体角积分,即得总微分截面 $\sigma(\nu)$, 从而由(2.27)式即可求出一个速度为 v 的电子轫致辐射总功率 $P(\nu)d\nu$, 这里只列出最终结果为

$$\sigma(\nu) = g_{ff}(\nu, v) \frac{\sigma_0}{\nu} \quad (2.28)$$

其中常数 $\sigma_0 \equiv \left(\frac{16\pi}{3\sqrt{3}}\right) \alpha_j^3 K_e^{-2} Z^2$, $K_e^{-1} \equiv \frac{\hbar}{m_0 v_i}$. (说明: $\sigma(\nu) = \frac{\sigma_0}{\nu}$ 是经典辐射理论定出的轫致辐射截面,它具有简单的 $\propto \nu^{-1}$ 形式,将量子结果写成(2.28)式的形式,是便于和经典比较).

其中 $g_{ff}(\nu, v)$ 叫冈特因子,表示量子理论给出的结果对经典值的偏离程度,

$$g_{ff}(\nu, v) = \left(\frac{\sqrt{3}}{\pi} \right) \ln \left(\frac{v_i + v_f}{v_i - v_f} \right) \quad (2.29)$$

以上给出 $v \gg Z\alpha_j c$ 情况下的韧致辐射公式. 对于 $v \geq Z\alpha_j c$, 或者尽管初速 $v_i \gg Z\alpha_j c$, 但产生高频辐射情况, 这时终速 v_f 不再远大于 $Z\alpha_j c$, 这两种情况下玻恩近似不再适用. 在比玻恩近似更宽条件下, 即在更宽的频率范围和更宽的电子速度范围中, 可以有以下更精确的近似公式(Elwert, 1939):

$$g_{ff}(\nu, v) = \left(\frac{\sqrt{3}}{\pi} \right) \left(\frac{v_i}{v_f} \right) \frac{1 - \exp \left(-\frac{4\pi^2 Z e^2}{h v_i} \right)}{1 - \exp \left(-\frac{4\pi^2 Z e^2}{h v_f} \right)} \ln \left(\frac{v_i + v_f}{v_i - v_f} \right) \quad (2.30)$$

v_i 和 v_f 分别是电子的初、终速度, 显然, 在高速 ($v_i, v_f \gg Z\alpha_j c$)、低频 ($v_i \simeq v_f$) 情况下, 上式还原为玻恩近似公式(2.29).

有了一个电子的韧致辐射功率 $P(\nu)$ (参见(2.6)式), 就可求韧致辐射的谱发射系数 $j(\nu)$ 了(即单位体积单位时间单位频率间隔辐射能量值, 单位是 $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{Hz}^{-1}$). 按照(2.5)式, 一个速度为 v_i 的电子在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 频率间隔中的辐射功率为

$$P(\nu) d\nu = N_z v_i h \nu \sigma(\nu, v_i) d\nu \quad (2.31)$$

如果单位体积中速度为 $v_i \sim v_i + dv_i$ 的电子数为 $N(v_i) dv_i$, 则这些电子的单色辐射功率应为

$$N(v_i) dv_i P(\nu) d\nu \quad (2.32)$$

考虑到各种初速度 v_i 的电子对 $\nu \sim \nu + d\nu$ 范围的单色辐射的贡献, 应该对上式中的速度 v_i 求积分, 由此得到谱发射系数(单位体积中总谱功率):

$$j(\nu) = N_z \int \left(\frac{2h\nu}{m_0} \right)^{\frac{1}{2}} N(v_i) h \nu \sigma(\nu, v_i) v_i dv_i \quad (2.33)$$

积分下限由关系式 $\frac{1}{2}m_0v_i^2 \geq h\nu$ 给出, 即仅当电子动能不小于频率 ν 的光子能量 $h\nu$ 时, 该电子对频率 ν 的辐射才是有贡献的. 一般认为, 热等离子体中电子处于热平衡, 即具有麦克斯韦分布:

$$N(v_i)dv_i = 4\pi N_e \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_0 v_i^2}{2kT}} v_i^2 dv_i$$

由(2.8)式且考虑到 g_{ff} 随 v_i 变化缓慢, 是一个在 1 附近微小摆动的数, 因此积分中可将 g_{ff} 因子提出积分号外, 并用平均冈特因子 \bar{g}_{ff} 代替. 把 $\sigma_0 \equiv \left(\frac{16\pi}{3\sqrt{3}} \right) \alpha_f^3 K_e^{-2} Z^2$ 和 $K_e^{-1} \equiv \frac{\hbar}{m_0 v_i}$ 值代入, 则(2.33)式可写成

$$\begin{aligned} j(\nu) &\simeq \left(\frac{128\pi}{3\sqrt{3}} \right) N_e N_Z Z^2 \left(\frac{e^2}{c} \right) r_0^2 c \left(\frac{c}{v_{th}} \right) \bar{g}_{ff}(\nu, T) e^{-\frac{h\nu}{kT}} \\ &= 6.8 \times 10^{-38} Z^2 N_e N_Z T^{-\frac{1}{2}} \bar{g}_{ff}(\nu, T) e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) \end{aligned} \quad (2.34)$$

各种温度和频率下的平均冈特因子参见 (Gorenstein, Gursky & Garmire, 1968; 尤峻汉, 1983).

如考虑了等离子体中各种离子成分, 则上式应对 Z 求和, 出现一个因子 $S = \sum N_e N_Z Z^2$. 在天体物理中, 丰度是氢占 $\sim 90\%$, 氦占 $\sim 9\%$, 其它重元素占 $\sim 1\%$, 因此对于完全电离的等离子体, 考虑到电中性条件 $\sum ZN_Z = N_e$ 可得

$$S = 1.4 N_e^2 \quad (2.35)$$

(2.34)式对 Z 求和并对频率积分可得总发射率 $j(T)$:

$$\begin{aligned} j(T) &= \sum_Z \int_0^\infty j(\nu, T) d\nu \\ &= \left(\frac{128\pi}{3\sqrt{3}} \right) S \left(\frac{e^2}{c} \right) r_0^2 c \left(\frac{c}{v_{th}} \right) \int_0^\infty \bar{g}_{ff}(\nu, T) e^{-\frac{h\nu}{kT}} d\nu \\ &= \left(\frac{64}{3\sqrt{3}} \right) \alpha_f r_0^2 c \left(\frac{c}{v_{th}} \right) kT S \bar{g}_{ff}(T) \end{aligned}$$

$$= 1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} \bar{g}_{ff}(T) \quad (\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2.36)$$

式中 $\bar{g}_{ff}(T) \equiv \int_0^{\infty} g_{ff}(\nu, T) e^{-\xi} d\xi$, $\xi = h\nu/kT$. Karzas 和 Latter 曾证明, 对于 $T \gtrsim 10^6 \text{K}$,

$$g_{ff}(T) = 1.2 \pm 10\%$$

则有

$$j(T) = 2.4 \times 10^{-27} T^{1/2} N_e^2 \quad (\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2.37)$$

对于 $T > 10^7 \text{K}$ 的高温等离子体, 韧致辐射是主要的冷却机制, 冷却时间的量级是

$$t_{ff} = \frac{3}{2} N_e kT / j(T) = 1.8 \times 10^{11} \sqrt{T} / N_e \quad (\text{s}^{-1}) \quad (2.38)$$

如果发射区域体积为 V , 辐射总功率可写成

$$L_\nu = 9.52 \times 10^{-38} \bar{g}_{ff}(\nu, T) \times T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \int N_e^2 dV \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}) \quad (2.39)$$

总光度表达式为

$$L_X = 1.96 \times 10^{-27} \bar{g}_{ff}(T) \int N_e^2 dV \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2.40)$$

由(2.34)式和(2.39)式可见, 热韧致辐射谱在光子能量 $h\nu > kT$ 时指数下降, 但当 $h\nu \ll kT$ 时几乎为一常数. 但注意, 有两个可能的因素会致使韧致辐射谱在低频部分不能保持不变: (1) 视线上的冷物质对 X 射线的光电吸收. 冷物质是指分布于星系中的星际气体和 X 射线源本身中的气体. 截止能量和吸收物质柱密度的关系参见 Brown & Gould (1970). (2) 发射韧致辐射的等离子体本身对低能有明显的自由-自由吸收. 当电子与离子碰撞时, 不仅可能发射光子, 也有可能吸收光子, 同时电子从动能较低的自由态跃迁到动能大的自由态, 这种过程称为自由-自由吸收(逆韧致辐射),

其吸收系数为

$$k_{rf}(\nu) = 3.7 \times 10^8 \nu^{-2} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) T^{-\frac{1}{2}} N_e N_Z Z^2 g_{rf}(\nu, T) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (2.41)$$

可见高频部分吸收很弱,但对低频部分,如射电和红外辐射,这种吸收就很重要.对于 X 射线,等离子体几乎不产生任何吸收.对于 $h\nu \ll kT$ 的低频部分有

$$k_{rf}(\nu) = 0.018 Z^2 N_e N_Z \frac{g_{rf}(\nu, T)}{\nu^2 T^{3/2}} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (2.42)$$

当然,实际上在构造 X 射线源的热轫致辐射模型时,必须考虑以下两种情形:(1)热等离子体内部有温度梯度,此时 X 射线谱将是不同温度的轫致辐射谱的叠加;(2)在 X 射线温度下,等离子体“完全电离”的说法并非确切,因为甚至在 10^8K 温度下,铁原子仍保留一个或两个束缚电子,因此,轫致辐射谱应叠加上 FeVII 和 FeVIII 谱线,其谱线能量位于 $6 \sim 7\text{keV}$ 间,这些谱线(虽然被展宽)已在许多天体,例如天蝎座 X-1 和天鹅座 X-3 源中观测到.在 10^7K 温度下,仅几种较重元素未完全电离,而在 10^6K 温度下,热气体的谱主要是线辐射(如太阳日冕).由上可知,老超新星遗迹例如船帆座 X 和天鹅座环被认为是光学薄的温度为几百万度的热 X 射线发射体,而谱明显偏离简单的指数规律(Tucker & Koren, 1971).

2.2.3 回旋辐射与回旋发射线

如果光学薄等离子体是带有磁场的,则除去热轫致辐射外,还可以产生另一种辐射.热电子在外磁场中做圆周运动或螺旋轨道运动,磁场中的热电子(非相对论电子)受洛伦兹力作用做这种加速运动而产生的辐射称为回旋辐射.在给定磁场 B 中,非相对论性电子的回旋加速辐射的特点是具有近似的各向同性及单色性(产生回旋发射谱线).这是由于回旋辐射本质上是经典偶极辐射.

正是二维偶极子的偶极辐射决定了这两个辐射特征. 可以定性地对回旋辐射作一物理讨论. 为此, 先回忆经典电磁学中的一维偶极子的辐射. 图 2.2(a) 表示一个沿铅直方向(选为 z 轴)上振动的电偶极子及其辐射角分布, 沿偶极子方向辐射最小, 而沿 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 方向上辐射最强. 图 2.2(b) 给出偶极辐射在空间任一点 r 的场强方向. 电矢 E 沿这一点的“经线”方向(即 $E = E_\theta e_\theta$), 磁矢 B 沿“纬线”方向(即 $B = B_\varphi e_\varphi$). 能流 S 则沿位矢 r 方向指向外($S = S_e r$). E , B 和 S 三者构成右手螺旋关系. 如果偶极子以单色频率 ω_0 振动, 即

$$d = er_0 \cos \omega_0 t \mathbf{k} = d_0 \cos \omega_0 t \mathbf{k} \quad (2.43)$$

(\mathbf{k} 为 z 方向单位矢), 则空间任一点 (r, θ, φ) 处的场强是

$$E_\theta = B_\varphi = -\frac{\omega_0^2 d_0 \sin \theta}{c^2} \frac{\cos(\omega_0 t - kr)}{r} \quad (2.44)$$

它表示一个以偶极子为中心向外传播的单色球面波, 即单色振动偶极子的辐射是单色辐射.

电子的回旋辐射和偶极辐射有着本质的联系. 如果将电子在磁场中的圆周运动(见图 2.3, 角频率记为 ω_L , z 轴垂直于圆轨道平面)写成:

$$x = r_0 \cos \omega_L t \quad (2.45a)$$

$$y = r_0 \sin \omega_L t = r_0 \cos(\omega_L t - \pi/2) \quad (2.45b)$$

其中 $\omega_L = \frac{eB}{m_0 c}$ 是电子在磁场中的回旋频率, 叫拉莫尔频率. 显然圆周运动是两个方向彼此垂直的, 频率相同的简谐振动的合成, 两者的位相差是 $\pi/2$, 只要速度 $v \ll c$, 就可以将这两个简谐振动看成电偶极子的单色振动, 即电子的低速圆周运动可看成一个二维的电偶极子. 这样就不难用偶极辐射特征来说明回旋辐射.

关于回旋辐射的角分布. 从图 2.2(a) 不难想像, 一个二维偶极子辐射大体上是各向同性的(最强辐射方向的强度仅为最弱辐

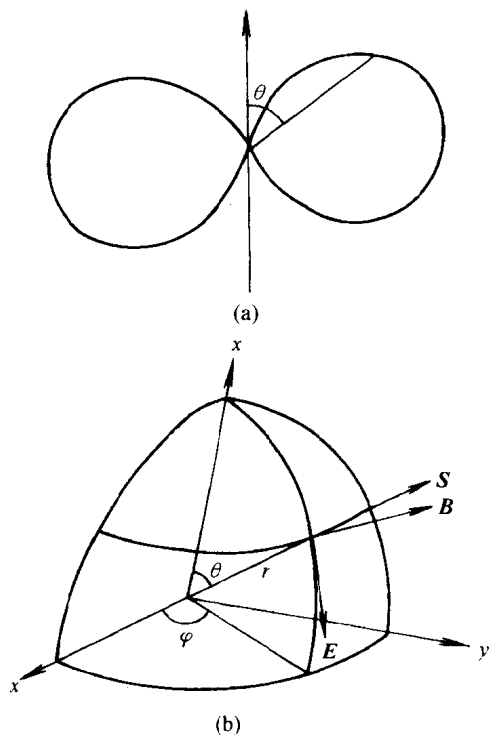


图 2.2

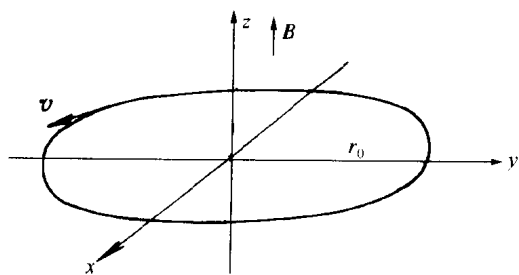


图 2.3

射方向的两倍),这是因为二维偶极子的 x 分量和 y 分量在任一给定方向上的辐射总是大体上互相补充的.例如, x 方向的偶极子

沿 x 轴本身方向的辐射是零, 但 y 分量偶极子沿该方向的辐射却达到极大. 对照图 2.3 还可以看出, 沿 z 轴方向 (B 方向) 的辐射最强, 达到沿 (x, y) 平面上任一方向辐射强度的两倍 (沿其它方向辐射则取中间值), 这是因为二维偶极子的 x 分量和 y 分量沿 z 轴方向的辐射同时达到极大的缘故; 沿 (x, y) 平面上任一方向, 例如 x 轴方向 (这不失一般性, 因为 x, y 轴本来就是在 x, y 平面上随意选取的) 的辐射尽管 y 分量偶极子达到极大, 但 x 分量却毫无贡献, 故强度差两倍. 这和严格计算的结果是完全一致的.

关于回旋辐射之所以是单色的, 那是因为作单色振动的偶极子的辐射是单色辐射的缘故. 二维偶极子的 x 分量和 y 分量具有相同的振动频率 ω_L , 因此回旋辐射是单色的, 其辐射频率就是电子作圆周运动的角频率 ω_L .

同样还可以说明回旋辐射的偏振状态. 从线偶极子辐射场的偏振方向 (图 2.2(b)) 不难想像二维偶极子的情况: 沿 z 轴方向的辐射应当是圆偏振的 (因为偶极子的 x 分量和 y 分量在 z 轴上任一点产生的场强 E_x 和 E_y 是彼此垂直的, 振幅相同而相位相差 $\frac{\pi}{2}$). 沿 (x, y) 平面上任一方向, 例如 x 轴方向 (不失一般性), 辐射则是线偏振的 (因为 x 分量偶极子沿 x 轴无辐射, 而 y 分量沿 x 轴的辐射是线偏振的, 偏振方向平行于 y 轴). 至于沿其它方向 (即非 z 轴, 又不是 (x, y) 平面上任一方向), 不难想像辐射应当是椭圆偏振的.

注意, 以上讨论的前提条件是 $v \ll c$. 当圆周运动速度 v 较大时, 尽管仍可分解为两个互相垂直的简谐振动, 但每个却不能看作偶极子了. 这时辐射将出现一些偶极辐射所不能解释的新特征: 随着 v 值增大 (即“能量” γ 值增大), 角分布各向异性逐渐明显, 单色性将被破坏, 除了以基频 $\omega_0 = \frac{1}{\gamma} \omega_L$ 为主的辐射外 (注意现在基频 ω_0 已不是频率 ω_L , $\omega_0 \neq \omega_L$), 还有 $2\omega_0, 3\omega_0, \dots$ 等较弱的谐频成分. 当 $v \simeq c$ 时, 成为相对论电子, 分立线谱将过渡成光滑的连续谱.

在天体物理中, 非相对论性电子回旋辐射重要性较小. 后面介

绍的相对论性电子(即 $v \lesssim c$) 在磁场中回旋产生的同步辐射则更为常见和重要. 这是因为在一般天体中磁场通常很弱, 例如, B 约为 $10^{-3} \sim 10^{-6} \text{Gs}$ 之间, 因而回旋辐射频率很低, $\omega_L = \frac{eB}{m_0 c} = 1.8 \times 10^7 B$, 远小于通常所指的射电频率. 例如, $B \sim 1 \text{Gs}$ 时, ω_L 仅约 10^7s^{-1} ; $B \sim 10^{-3} \text{Gs}$ 时, $\omega_L \sim 10^4 \text{s}^{-1}$. 但在某些特殊强磁场天体中, B 值很高, 回旋辐射就不可忽视. 特别是对 $B \sim 10^{12} \text{Gs}$ 的强磁场中子星, 回旋辐射频率高达 $\omega_L \sim 10^{19} \text{s}^{-1}$, 已经是在 X 射线波段了 ($\hbar\omega_L \sim 10 \text{keV}$). 例如, Her X-1 的 X 射线观测中, 的确发现了量级为 $\sim 10 \text{keV}$ 的 X 射线发射线, 它被认证为是 Her X-1 密近双星中中子星吸积柱附近的热电子的回旋发射线. 并由此线频率定出中子星磁场 $B \sim 10^{12} \text{Gs}$.

一个电子的回旋辐射功率 P 很容易由经典偶极辐射功率公式得到. 按照经典电磁学, 一个加速度为 \dot{v} , 电量为 e 的非相对论电子, 偶极辐射功率是

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} \dot{v}^2 \quad (2.46)$$

用洛伦兹力 $\mathbf{F} = -\frac{e}{c}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = m_0 \dot{\mathbf{v}}$ 来替换加速度, 得到回旋辐射功率为

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m_0^2 c^5} v^2 B^2 \sin^2 \alpha \quad (2.47)$$

α 是 \mathbf{v} 与 \mathbf{B} 的夹角, 叫投射角. 或用电子经典半径 $r_0 \equiv \frac{e^2}{m_0 c^2}$ 及 $\beta \equiv \frac{v}{c}$ 表示为

$$P = \frac{2r_0^2 c}{3} \beta^2 B^2 \sin^2 \alpha \quad (2.48)$$

代入 $r_0 = 2.82 \times 10^{-13} \text{cm}$ 及 $c = 3 \times 10^{10} \text{cm/s}$, 则功率为

$$P = 1.6 \times 10^{-15} \beta^2 B^2 \sin^2 \alpha \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2.49)$$

假设电子速度是各向同性的, 则平均总功率为

$$P = 1.1 \times 10^{-15} \beta^2 B^2 = 1.2 \times 10^{-36} v^2 B^2 \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2.50)$$

回旋辐射的谱发射系数 j 很容易从一个电子的功率(2.48)式求得. 假定热电子具有麦克斯韦速度分布:

$$N_e(v)dv = 4\pi N_e \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} v^2 dv \quad (2.51)$$

并近似认为回旋辐射各向同性, 则发射系数为

$$j^{\text{xy}} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty N_e(v) P(v) dv \quad (2.52)$$

将(2.50)和(2.51)式代入, 即可求得回旋辐射发射系数了. 公式中因子 $\frac{1}{4\pi}$ 是考虑了发射系数的定义和辐射各向同性后所引进的 (j 代表单位时间单位体积沿任一给定方向单位立体角辐射的能量).

注意, 用经典理论讨论回旋辐射仅适用于弱磁场情况. 因为经典处理的条件是要求辐射光子能量 $\hbar\omega_0$ 远小于电子动能 E , 即 $\hbar\omega_0 \ll E$, 可写成:

$$B \ll 10^8 E_{\text{eV}} \quad (\text{Gs}) \quad (2.53)$$

B 是磁场强度, E_{eV} 是以电子伏为单位的电子动能. 对于非相对论电子来讲, 显然在接近中子星表面的强磁场处 ($B \simeq 10^{12} \text{Gs}$) 时, 就不能忽略量子效应了. 此时由一个电子在强磁场下运动的薛定谔方程, 可解出一组量子化 (值不连续) 的电子能级, 称为朗道能级, 回旋发射线的能量则对应于不同朗道能级间的量差.

2.2.4 同步辐射 (磁轫致辐射)

相对论电子在磁场中做加速运动 (圆轨道或螺旋轨道) 时产生

的辐射称为同步辐射. 其特点和非相对论热电子的回旋辐射有很大不同, 同步辐射有很尖锐的方向性(各向异性)和明显的非单色性(不再是频率为 $\omega_L = \frac{eB}{m_0c}$ 的单色谱线, 而是具有较锐峰值的连续谱), 这些新特点可以用定性的讨论了解其物理原因. 当电子速度 $v \lesssim c$ 时, 辐射就会具有明显的方向性, 原因是多普勒效应(这里主要指的是“电荷”多普勒效应, 对迎着观测者逼近的相对论电子, 表观上是一条线电荷分布, 不再是点电荷, 有效电荷大为增强), 从而在运动电子前方各点, 辐射场强大为增大, 即电子前方的辐射远大于电子后方各方向的辐射). 多普勒效应使电子速度方向的辐射最强, 几乎全部集中在以 v 为中心线, 以电子为顶点, 半张角为 $\theta \sim \frac{1}{\gamma}$ 的狭窄角锥之内. $\gamma = \frac{mc^2}{m_0c^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 是洛伦兹因子, 代表以电子静能 m_0c^2 为单位量度的电子无量纲的能量值. 图 2.4 示出磁场中做圆周运动的相对论电子的辐射角分布花样.

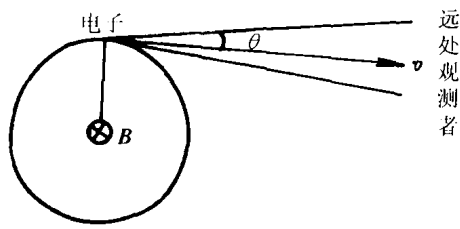


图 2.4 电子在磁场中的圆周运动情形

至于同步辐射的非单性(连续谱)特点实际和上述辐射的方向性特点有关. 以圆轨道运动电子为例(图 2.4), 这时只有在圆轨道平面上(或其附近)的观测者才能收到辐射, 而且只当观测者正处在辐射角锥之内时才可收到. 因此收到的辐射必是周期性脉冲, 显然不再是单色波了. 脉冲频率 ν_0 就是电子轨道回转频率, 对于相对论电子, 该频率为

$$\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{\gamma m_0 c} = \frac{\omega_L}{2\pi} \frac{1}{\gamma} \quad (2.54)$$

其中 $\omega_0 = \frac{1}{\gamma} \omega_L$ 是回转频率, 它比拉莫尔频率 ω_L 小 $\frac{1}{\gamma}$ 倍 (相对论电子 $\gamma \gg 1$), 原因是相对论电子的动质量 $m = \gamma m_0 \gg m_0$, 使转动频率变小. 以下证明, 若脉冲周期为 $T = \frac{1}{\nu_0} = \frac{2\pi\gamma}{\omega_L}$, 每个单脉冲的持续时间 dt 为

$$dt \simeq \frac{1}{\gamma^3} \frac{1}{\omega_0} = \frac{1}{\gamma^2 \omega_L} \quad (2.55)$$

在求 dt 时, 必须注意, 观测者收到每个脉冲的持续时间 dt 并不就是电子发射这个脉冲所需时间 dt' , $dt \neq dt'$. 设观测者在 $t \sim t + dt$ 时间中收到一个脉冲信号, 它是远处电子在 $t' \sim t' + dt'$ 这一较早时间发射的. 由图 2.4 可见, 辐射角锥张角为 $2\theta \simeq \frac{2}{\gamma}$, 则发射脉冲需时

$$dt' = \frac{2\theta}{\omega_0} = \frac{2}{\gamma \omega_0} \quad (2.56)$$

注意这一脉冲空间长度不等于 cdt' . 因为在 dt' 中, 电子本身也向观测者方向前进了 vdt' , 所以该脉冲长度应被挤缩成为 $(c-v)dt'$, 即为观测者收到的脉冲长度 cdt , 即 $cdt = (c-v)dt'$, 故观测持续时间为

$$dt = \left(1 - \frac{v}{c}\right) dt' \simeq \frac{1}{2\gamma^2} dt' \quad (2.57)$$

其中用到了近似式 $\frac{v}{c} \simeq 1$, 故得

$$dt \simeq \frac{1}{\gamma^3} \frac{1}{\omega_0} = \frac{1}{\gamma^2 \omega_L}$$

式中 $\omega_L \equiv \frac{eB}{m_0 c}$.

按照傅氏分析理论, 上述周期为 $T = \frac{1}{\nu_0}$ 而持续时间为 $dt = \frac{1}{\gamma^2 \omega_L}$ 的周期脉冲可分解成从基频 ω_0 到各次谐波 ($2\omega_0, 3\omega_0, \dots$) 的叠加, 出现一个谱分布, 不再是单色辐射了. 基频 ω_0 就是电子回转频率 $\omega_0 = \frac{1}{\gamma} \omega_L$, 而谱分布中与振幅最大相应的峰频 ω_m 则为

$$\omega_m \simeq \frac{1}{dt} \simeq \gamma^2 \omega_L = \gamma^2 \frac{eB}{m_0 c} \gg \omega_0 \quad (2.58)$$

或者

$$\begin{aligned} \nu_m &= \frac{\omega_m}{2\pi} \simeq 3 \times 10^6 \gamma^2 B \quad (\text{Hz}) \\ &\simeq 1 \times 10^7 B E_{\text{MeV}}^2 \quad (\text{Hz}) \end{aligned} \quad (2.59)$$

值得提醒读者, 尽管同步辐射已是非单色的连续谱, 但由于谱极大相当“尖锐”, 因此文献中常用“准单色近似”讨论同步辐射, 并且上述峰频即被看成能量为 γ (或 E_{MeV}) 的电子在磁场 B 中的同步辐射的主要辐射频率.

同步辐射不仅在射电天文和光学天文中有重要地位. 对于很多高能天体如活动星系核、类星体和超新星遗迹等也常用相对论电子同步辐射讨论其 X 射线辐射. 在蟹状星云中, 磁场为 $B \simeq 5 \times 10^{-4} \text{Gs}$, 若能产生 $\nu_m \simeq 10^{18} \text{Hz} \simeq 4 \text{keV}$ 的同步 X 射线光子, 要求电子能量为

$$E_{\text{MeV}} = \left(\frac{\nu_m}{1 \times 10^7 B} \right)^{\frac{1}{2}} \simeq 1.4 \times 10^7 \text{MeV}$$

或者 $\gamma \simeq 3 \times 10^7$. 所以, 同步辐射产生 X 射线, 需要有极高能量的相对论电子. 当然, 如果磁场很强, 对电子能量的要求相应降低.

可以从经典电磁理论求出一个能量为 γ (或速度为 $\beta \equiv \frac{v}{c}$) 的相对论性电子在外磁场中同步辐射的功率 (详细的推导可参见尤峻汉, 1983). 该辐射功率为

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2r_0^2 c}{3} \gamma^2 (\beta \times B)^2$$

$$= 1.6 \times 10^{-15} \gamma^2 \beta^2 B^2 \sin^2 \alpha \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2.60)$$

对于各向同性分布的电子,则有

$$\bar{P} = \frac{4}{9} r_0^2 c \gamma^2 \beta^2 B^2 \simeq 1.1 \times 10^{-15} \gamma^2 \beta^2 B^2$$

$$\simeq 1.1 \times 10^{-15} \gamma^2 B^2 \quad (\text{因为 } \beta \simeq 1) \quad (2.61)$$

和前面(2.50)式相比,可见相对论电子同步辐射功率是和电子“能量” γ 的平方成正比的,而热电子回旋辐射功率则正比于电子能量($P \propto \beta^2$). 另外,相对论电子($\gamma \gg 1, \beta \sim 1$)的功率远大于非相对论电子的功率. 这也许是讨论强辐射天体时,经常考虑同步辐射机制的理由之一.

由同步辐射功率(2.60)式可求出能量为 E 的电子由于辐射失去大部分能量的时间(电子的寿命)是

$$t_{\text{sy}} = E/P \simeq 5 \times 10^8 / \gamma \beta^2 B^2 \sin^2 \alpha \quad (\text{s}^{-1}) \quad (2.62)$$

所以电子能量越大,磁场 B 越大,则寿命越短. 由(2.59)式,电子的辐射寿命也可以表示成:

$$t_{\text{sy}} = \frac{8.7 \times 10^{11}}{B^{3/2} \nu_m^{1/2} \sin^{3/2} \alpha} \quad (2.63)$$

因为对于辐射频率 ν_m 显著小于 $2 \times 10^{21} \text{Hz}$ 的相对论电子(该频率对应于能量约 10MeV 的 γ 光子),下面不等式总成立:

$$\frac{T}{t_{\text{sy}}} = \frac{2\pi}{\omega_0 t_{\text{sy}}} = 10^{-15} B \gamma^2 \ll 1$$

所以除去硬 γ 射线之外,可以略去电子运动时的辐射阻尼力,而用经典方程描述同步辐射过程.

除了总功率 P 之外,还需要知道一个“能量” γ 的电子在外磁场 B 中的同步辐射谱功率,以确定其辐射谱形状. 这里只列出最后的公式(假定电子做圆周运动):

$$\frac{dP(\nu)}{d\nu} = \frac{2\pi\sqrt{3}e^2\nu_L}{c} \left[\frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(t) dt \right] \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}) \quad (2.64)$$

式中 $\nu_L = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_0 c}$, $\nu_c \equiv \frac{3}{2} \nu_L \gamma^2$, $K_{5/3}(t)$ 是 $\frac{5}{3}$ 阶的修正的贝塞尔函数.

(2.64) 式即为单个相对论电子的同步辐射谱公式. 令

$$F(\nu/\nu_c) = \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(t) dt$$

称为无量纲的同步辐射谱, 它决定了谱的形状, 其渐近形式为

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \begin{cases} \left(\frac{4\pi}{3}\Gamma\left(\frac{1}{3}\right)\right) \left(\frac{\nu}{2\nu_c}\right)^{\frac{1}{3}} & \text{当 } \frac{\nu}{\nu_c} \ll 1 \\ \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)} & \text{当 } \frac{\nu}{\nu_c} \gg 1 \end{cases}$$

在 $\frac{\nu}{\nu_c} \simeq 0.3$ 时, $F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$ 达极大值 0.918. 在低频端 $\nu \ll \nu_c$, 函数以 $\sim \nu^{1/3}$ 形式随频率缓慢上升, 而在高频端 $\nu \gg \nu_c$, 函数则以指数形式很陡地下降. ν_c 表示辐射的临界频率, 而比 ν_c 更高频率的辐射极弱, 实际上辐射截止于 ν_c .

粗看以上公式, 会认为电子的同步辐射频谱范围很宽, 实际上由于在 $\frac{\nu}{\nu_c} \simeq 0.3$ 处, 谱形 $F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$ 达到一个尖锐的极大值 0.918. 因此, 实际上同步辐射是具有好的单色性, 峰频位于 $\nu_m \simeq 0.3\nu_c = 0.45\nu_L \gamma^2$ 处.

以上讨论是圆轨道电子的同步辐射. 如果电子沿磁场方向有速度分量, $\beta_{\parallel} \neq 0$, 则做螺旋轨道运动. 此时同步辐射谱分布可借助于洛伦兹变换, 由 (2.64) 式得到. 即先在引导中心参考系 \tilde{S} 中观察电子的辐射, 该参考系相对于实验室系 S 的速度是 β_{\parallel} , 因此在 \tilde{S} 系中, 电子做圆周运动 (其速度为 $\tilde{\beta}_{\perp}$, 对于非相对论电子 $\tilde{\beta}_{\perp} = \beta_{\perp}$), 此时谱公式 (2.64) 显然成立, 然后通过洛伦兹变换回到实

实验室系 S 中, 螺旋轨道电子的谱公式与 (2.64) 相似, 只要做下列代换即可 (详细推导见 Blumenthal & Gould, 1970):

$$\nu_L \rightarrow \nu_L \sqrt{1 - \beta_{\parallel}^2}$$

由于 $\beta_{\parallel} = \beta \cos \alpha$, $\beta \simeq 1$, 则

$$\nu_L \rightarrow \nu_L \sqrt{1 - \beta^2 \cos^2 \alpha} \simeq \nu_L \sin \alpha = \frac{eB}{2\pi m_0 c} \sin \alpha = \frac{eB_{\perp}}{2\pi m_0 c}$$

其中 B_{\perp} 是磁场垂直于电子速度 \mathbf{v} 方向上的分量, 可以把它叫做有效磁场. 因此求得螺旋轨道电子的同步辐射谱公式为

$$\begin{aligned} \frac{dP(\nu)}{d\nu} &= \frac{2\pi \sqrt{3} e^2 \nu_L \sin \alpha}{c} F(\nu/\nu_c) \\ &= 2.3 \times 10^{-22} B \sin \alpha F(\nu/\nu_c) \\ &= 2.3 \times 10^{-22} B_{\perp} F(\nu/\nu_c) \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}) \quad (2.65) \end{aligned}$$

其中临界频率为

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \nu_L \sin \alpha = 4.3 \times 10^6 B \gamma^2 \sin \alpha = 4.3 \times 10^6 \gamma^2 B_{\perp}$$

可见螺旋轨道电子的同步辐射谱的形状和圆轨道电子谱相似, 仅 ν_c 有改变. 除此之外, 螺旋轨道电子辐射还有一个特点, 即观测者收到的辐射脉冲周期 $\tau_{\text{观}}$ 小于电子原来发射的周期 τ . 对于以投射角 α 做螺旋轨道运动的电子, 由于同步辐射很强的方向性, 因此只有当远处观测者的方向 $\theta \simeq \alpha$ 时 $\left[\theta = \alpha + O\left(\frac{1}{\gamma}\right) \right]$, 才有可能收到辐射, 此时电子在观测方向具有速度为

$$c\beta_{\parallel} \cos \alpha = c\beta \cos^2 \alpha$$

因此, 电子在相邻两次脉冲发射时间间隔 τ (脉冲周期) 中, 向观测者方向前进了一段距离 $c\beta\tau\cos^2\alpha$, 从图 2.4 中位置 1 到达 2. 在时间 τ 中, 电子在位置 1 发出的脉冲传播了距离 $c\tau$, 到达 A 点, 而下一个脉冲则恰好在位置 2 发出, 两个相邻脉冲的距离为

$$c\tau - c\beta\tau\cos^2\alpha \simeq c\tau\sin^2\alpha$$

把观测脉冲周期记为 $\tau_{\text{观}}$, 则相邻两脉冲的距离为 $c\tau_{\text{观}}$, 显然有

$$c\tau_{\text{观}} = c\tau\sin^2\alpha$$

即 $\tau_{\text{观}} = \tau\sin^2\alpha < \tau$. 考虑到能量守恒关系, 即每周期中电子辐射的总能量 $P \cdot \tau$ 必须等于观测者一周期中收到的总能量 $P_{\text{观}} \cdot \tau_{\text{观}}$, 所以有

$$P_{\text{观}} = \frac{P \cdot \tau}{\tau_{\text{观}}} = \frac{P}{\sin^2\alpha}$$

即观测的总功率将大于(2.58)式给出的辐射功率一个因子 $\frac{1}{\sin^2\alpha}$.

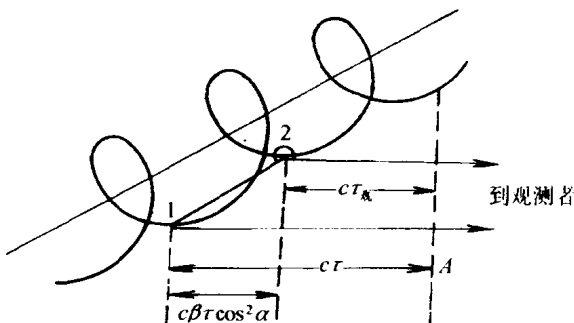


图 2.5 电子作螺旋轨道运动

同步辐射还具有偏振特性. 考虑一个投射角是 α 速度为 β 的电子, 其辐射方向 \mathbf{k} 与电子瞬时速度方向 β 几乎一致, $\theta \simeq \alpha + O\left(\frac{1}{\gamma}\right)$. 用 $\varphi = \theta - \alpha \simeq \frac{1}{\gamma}$ 表示辐射方向 \mathbf{k} 和速度方向 β 的微小差异, 把电矢 \mathbf{E} 分解为彼此互相垂直的方向 \mathbf{l}_1 和 \mathbf{l}_2 且都垂直于 \mathbf{k} , \mathbf{l}_2 规定为方向垂直于磁场 \mathbf{B} 及传播方向 \mathbf{k} 的单位矢, 而 \mathbf{l}_1 为垂直于 \mathbf{l}_2 和传播方向 \mathbf{k} 的单位矢 (如图 2.6 所示), 则 $\mathbf{E} = E_1\mathbf{l}_1 + E_2\mathbf{l}_2$. 理论计算表明 (Pacholezyk, 1970; Westfold, 1959), 沿 \mathbf{k} 方向传播的同

步辐射,其电矢 \mathbf{E} 的二分量 E_1 和 E_2 正好有 $\frac{\pi}{2}$ 的相位差,这说明同步辐射一般说来是椭圆偏振波,偏振椭圆短轴与 \mathbf{l}_1 平行,长轴则与 \mathbf{l}_2 平行,其椭率 b 由下式给出:

$$\text{tg}b = \frac{E_1}{E_2} = \varphi \frac{\gamma K_{1/2}(\gamma)}{\sqrt{1 + \gamma^2 \varphi^2} K_{3/2}(\gamma)}$$

式中 $y = \frac{\nu}{2\nu_c} (1 + \gamma^2 \varphi^2)^{3/2}$, $\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \nu_L \sin\alpha$. 椭圆偏振光是左旋或右旋,由 φ 的正负号决定. 由于 $\varphi \lesssim \frac{1}{\gamma} \ll 1$, 故有 $E_1 \ll E_2$. 特别当 $\varphi = 0$ 时, $E_1 = 0$, 辐射将成为线偏振.

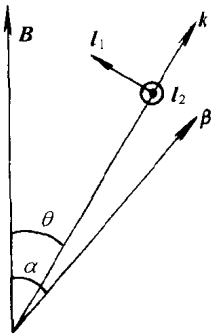


图 2.6 讨论同步辐射偏振特性

这里指出,虽然对于给定 γ 和 α 的电子,其辐射的偏振状态依赖于 φ ,但好在观测者收到的是大量电子的集体的辐射,要考虑各种散射角 α 的贡献. 只要电子速度分布在 φ 角变化的小范围 $\sim \frac{1}{\gamma}$ 中是均匀的,那么可以预期负的 φ 的贡献将抵消正的 φ 的贡献,因而电子集体的同步辐射的偏振椭率为零,于是平均效果可以认为是线偏振的(沿 \mathbf{l}_2 方向).

有了一个电子的同步辐射谱功率公式 (2.65), 就可以求得同步辐射的谱发射系数 j (天文观测中总是关心大量电子的集体效应). 假定在等离子体中的某一点处,单位体积中能量为 $\gamma \sim \gamma + d\gamma$ 和投射角 $\alpha \sim \alpha + d\alpha$ 中的相对论电子数为 $N(\gamma, \alpha, t) d\gamma d\Omega_\alpha$. 此处 $d\Omega_\alpha = 2\pi \sin\alpha d\alpha$. 则由 (2.64) 式可求出单位体积中电子的总辐射谱功率 $j(\nu)$:

$$j(\nu) = \int N(\gamma, \alpha, t) d\gamma d\Omega_\alpha \frac{dP(\nu)}{d\nu} \quad (2.66)$$

这里假定了各个电子的辐射是不相干的. 又在天体物理学的许多情况下,常常认为在某一能量范围 $\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2$ 中,电子能量分布具

有幂律形状,而且是较稳定的,即

$$N(\gamma, \alpha) = N_\gamma r^{-n} g(\alpha) / 4\pi \quad (2.67)$$

如果电子投射角 α 具有各向同性分布,则有 $g(\alpha) = 1$, 于是有

$$j(\nu) = -\frac{1}{2} N_\gamma \left(\frac{\sqrt{3} e^2}{2c} \right) \nu_L \left(\frac{2\nu}{3\nu_L} \right)^{(1-n)/2} H(\alpha) [G(x_2) - G(x_1)] \quad (2.68)$$

此处 $x \equiv \nu/\nu_c$. 而

$$\begin{aligned} H(\alpha) &= \int (\sin \alpha)^{(1+n)/2} g(\alpha) d\Omega_\alpha \\ &= 2\pi \sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{n+5}{4}\right) / \Gamma\left(\frac{n+7}{4}\right) \\ G(x_1) &= \int_{x_1}^{\infty} x^{(n-1)/2} \int_x^{\infty} K_{5/3}(y) dy dx \end{aligned}$$

$G(x)$ 的根限性质为

$$G(\infty) = 0$$

$$G(0) = 2^{(n-3)/2} \frac{3n+7}{3(n+1)} \Gamma\left(\frac{3n-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3n+7}{12}\right)$$

当 $x_2 \ll x \ll x_1$ 时, $G(x_2) - G(x_1) \simeq G(0) - G(\infty) = G(0)$ 与频率无关, 从而由上式可见,

$$j(\nu) \propto \nu^{(1-n)/2} = \nu^{-q}$$

为一幂律谱. $n = 2q + 1 > q$, 即电子能谱比辐射谱陡. 将 $H(\alpha)$ 和 $G(0), G(\infty)$ 代入 (2.68) 式, 最后有

$$j(\nu) = 1.35 \times 10^{-22} a(n) N_\gamma B^{\frac{n+1}{2}} (4.20 \times 10^6)^{\frac{n-1}{2}} \nu^{-\frac{n-1}{2}} \quad (2.69)$$

式中

$$a(n) = 2^{\frac{n-1}{2}} \sqrt{3} \Gamma\left(\frac{3n-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3n+7}{12}\right)$$

$$\times \Gamma\left(\frac{n+5}{4}\right) (3n+7)/8 \sqrt{\pi} (n+1) \Gamma\left(\frac{n+7}{4}\right)$$

$j(\nu)$ 的单位是 $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$.

用(2.61)和(2.62)式可分别求出两个偏振方向的谱发射率 $j_1(\nu)$ 和 $j_2(\nu)$, 而平均线偏振度现在定义为

$$\pi = \frac{j_2(\nu) - j_1(\nu)}{j_2(\nu) + j_1(\nu)} \quad (2.70)$$

对于电子的幂律能谱(2.65)式有

$$\pi = \frac{n+1}{n+\frac{7}{3}}$$

可见与频率无关, 其适用范围是 $\nu_c(\gamma_1) \leq \nu \leq \nu_c(\gamma_2)$, 实际观测值常常低于理论值, 一般认为是由于磁场不均匀及法拉第旋光效应造成的.

2.2.5 逆康普顿散射

除同步辐射外, 相对论电子还可以有另一种产生 X 射线辐射的机制, 这就是逆康普顿散射. 它指的是相对论电子 ($v \lesssim c$) 和低能光子碰撞时, 电子失去部分动能, 而散射光子能量增加的过程. 如果低频光子初始频率为 ν_i , 散射后为 ν , 则典型的散射频率值约为 $\nu = \gamma^2 \nu_i$. 对于典型的相对论电子, $\gamma \simeq 10^3$, 或者能量 $E \simeq 1 \text{ GeV}$, 则散射光子频率可高达 $\nu \simeq 10^6 \nu_i$, 例如, 将射频光子散射成 X 射线!

平常说的康普顿散射是讨论一个静止电子对光的散射, 如果把入射光子的动量和能量分别记为 $\left(\frac{h\nu_i}{c}\right) \mathbf{n}$ 和 $h\nu_i$, 原来静止的电子动量 $P_i = 0$, 能量为 $m_0 c^2$, 碰撞后光子动量和能量分别为 $\left(\frac{h\nu}{c}\right) \mathbf{n}'$ 和 $h\nu$, 电子动量和能量分别为 \mathbf{P} 和 $E_e = (P^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{\frac{1}{2}}$, 由碰撞过程中动量和能量守恒, 即

$$h\nu_i + m_0c^2 = h\nu + E_e$$

$$\left(\frac{h\nu_i}{c}\right)\mathbf{n} = \left(\frac{h\nu}{c}\right)\mathbf{n}' + \mathbf{P}$$

可求出散射光频率 ν 和入射光频率 ν_i 之间的关系式

$$\nu = \frac{\nu_i}{1 + \frac{h\nu_i}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.71)$$

式中 θ 代表散射角, 即 $\cos\theta = \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}'$. 上式为康普顿散射公式. 量子力学的计算给出康普顿散射的微分截面公式为(Heitler, 1954):

$$\frac{d\sigma(\nu)}{d\Omega} = \frac{1}{2}r_0^2 \left(\frac{\nu}{\nu_i}\right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu_i} + \frac{\nu_i}{\nu} - \sin^2\theta\right) \quad (2.72)$$

(2.71)式表明, 散射光频率一般不同于入射光频率, 其变化量与散射角 θ 有关. 把 $\frac{d\sigma(\nu)}{d\Omega}$ 对 θ 角积分得到电子对光子的总散射截面为

$$\sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\Gamma}{\Gamma^3} \left[\frac{2\Gamma(1+\Gamma)}{1+2\Gamma} - \ln(1+2\Gamma) \right] + \frac{1}{2\Gamma} \ln(1+2\Gamma) - \frac{1+3\Gamma}{(1+2\Gamma)^2} \right\} \quad (2.73)$$

其中 $\Gamma \equiv \frac{h\nu_i}{m_0c^2}$. 当 $h\nu_i \ll m_0c^2$ 时 $\nu \simeq \nu_i$, $\frac{d\sigma(\nu)}{d\Omega} \simeq \frac{1}{2}r_0^2(1 + \cos^2\theta)$ 回到低频光子的汤姆孙散射公式.

逆康普顿散射与康普顿散射不同之处在于碰撞前自由电子不是静止的. 处理办法是先在与电子一起运动的“电子静止系” S' 中观察电子和光子的碰撞, 在这一参考系中, 康普顿散射公式(2.71)和(2.72)或低频光子 $h\nu_i \ll m_0c^2$ 时的汤姆孙公式成立, 然后通过洛伦兹变换由电子静止系 S' 回到实验室坐标系 S , 就可得到逆康普顿散射中的散射频率 ν .

如图 2.7 所示, 在 S 系中, $h\nu_i$ 和 $h\nu$ 分别为碰撞前后光子的能量, ϕ_i 为入射光子方向与电子速度方向的夹角, ϕ 为反冲光子方向与电子速度方向的夹角, $\theta = \phi_i + \phi$ 为入射光子与反冲光子方向间

的夹角(散射角), S' 系中相应的量加上“'”表示.

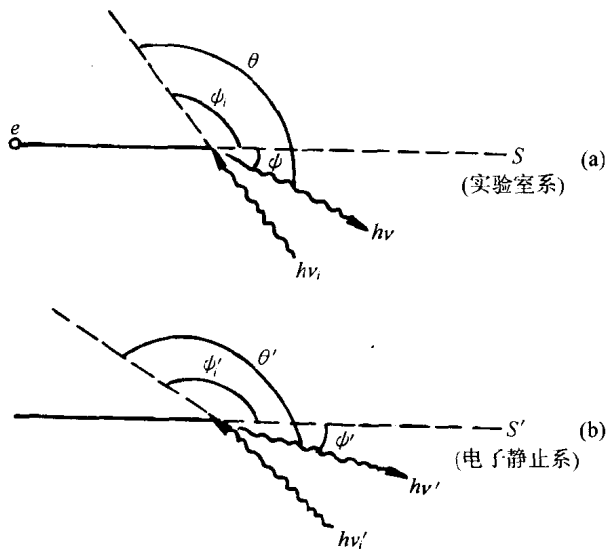


图 2.7 逆康普顿散射

1. 逆康普顿散射中频率变化和截面

在静止系 S' 中, 康普顿散射公式(2.71)成立:

$$h\nu' = \frac{h\nu'_i}{1 + \frac{h\nu'_i}{m_0c^2}(1 - \cos\theta')}$$

若要从电子静止系 S' 回到实验室系 S , 则需要用到下面的变换关系(相对论中常见公式):

(a) 从 S 到 S' 入射光频率变换公式:

$$h\nu'_i = \gamma h\nu_i (1 - \beta \cos\psi_i) \quad (2.74a)$$

(b) 从 S' 到 S 散射光频率变换公式:

$$h\nu = \gamma h\nu' (1 + \beta \cos\psi') \quad (2.74b)$$

(c) 从 S 到 S' 入射光及散射光方向的变换公式(即光行差现

象):

$$\operatorname{tg}\phi'_i = \frac{\sin\phi_i}{\gamma(\cos\phi_i - \beta)} \quad (2.75a)$$

$$\operatorname{tg}\phi' = \frac{\sin\phi}{\gamma(\cos\phi - \beta)} \quad (2.75b)$$

故可由康普顿散射公式得到实验室系中相应公式:

$$h\nu = \frac{\gamma^2 h\nu_i (1 - \beta \cos\phi_i) (1 + \beta \cos\phi')}{1 + \frac{\gamma h\nu_i}{m_0 c^2} (1 - \beta \cos\phi_i) (1 - \cos\theta')} \quad (2.76)$$

可见,若 $\beta=0$ (电子静止时), $\gamma=1$, 上式回到康普顿散射公式, 进一步若 $h\nu_i \ll m_0 c^2$, 给出 $\nu \simeq \nu_i$, 回到汤姆孙散射情况. 在考虑电子以相对论速度运动 ($\beta \simeq 1, \gamma \gg 1$) 时分两种情况, 即 $\gamma h\nu_i \ll m_0 c^2$ 和 $\gamma h\nu_i \gg m_0 c^2$. 我们着重讨论前一情况, 因在天体物理情形中, 即使 $\gamma \simeq 100$, 这一条件对于射电波段、可见光甚至 X 射线波段的光子也都能满足.

首先讨论与相对论电子碰撞后光子的散射方向问题. 由 (2.75a) 式可见, 不管入射光子方向 ϕ_i 在 $0 \sim \pi$ 取何值, 由于 $\gamma \gg 1$, 所以 $\operatorname{tg}\phi'_i \rightarrow 0^-$ (即从小于零的方向接近于 0), 因此 $\phi'_i = \pi$, 即在电子静止系中观察碰撞时, 入射光子方向总和电子运动方向相反. 由 (2.75b) 式, 当 $\gamma \gg 1$ 时 $\operatorname{tg}\phi \simeq 0$, 即在实验室系 S 中观察碰撞时, 散射光子大体上沿着电子运动方向射出的, 具有很强的方向性. 因此, 当高速电子在辐射场中穿行时, 将不断与光子碰撞, 尽管入射光子可以有各种方向, 但遭电子碰撞后, 反冲光子总是大体上沿电子运动方向抛出.

其次讨论碰撞后散射光子能量变化, 由于 $\beta \simeq 1, \gamma h\nu_i / m_0 c^2 \ll 1$, 所以由 (2.76) 式有

$$h\nu \simeq \gamma^2 h\nu_i (1 - \cos\phi_i) (1 + \cos\phi')$$

因此, $h\nu$ 值的变动范围为 $0 \leq h\nu \leq 4\gamma^2 h\nu_i$. 粗略地说, $h\nu \simeq \gamma^2 h\nu_i$, 这表

明,在与相对论电子碰撞后,光子能量有可能成为原来的 γ^2 倍!

在 $\gamma h\nu_i \ll m_0 c^2$ 条件下, \tilde{S} 系中康普顿散射截面可用汤姆孙截面代替,而 S 系中的逆康普顿散射截面为以下的 (2.77) 式 (Ginzburg & Syrovatskii, 1964). 形式很复杂,这就是为什么用参考系变换求散射功率的原因.

$$\sigma(\nu) = \frac{\pi r_0^2 m_0 c^2}{4 h \nu_i \gamma^3} \left(\frac{2 h \nu}{\gamma m_0 c^2} - \frac{h^2 \nu^2}{h \nu_i \gamma^3 m_0 c^2} + 4 \frac{h \nu}{\gamma m_0 c^2} \ln \left(\frac{h \nu}{4 h \nu_i \gamma^2} \right) + \frac{8 h \nu \gamma}{m_0 c^2} \right) \quad (2.77)$$

一个“能量”为 γ 的相对论电子的逆康普顿散射的辐射功率 (即电子单位时间中因逆康普顿散射而损失的能量) 可以简单估计如下: 对于入射光子而言, 电子相当于横截面为 $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2$ 的不透明球, 所以当它在能量密度为 U_{ph} 的辐射场 (“光子气”) 中穿行时, 单位时间和光子的碰撞次数为 $N = \sigma_T c U_{ph} / h \bar{\nu}$. $h \bar{\nu}$ 是辐射场中光子平均能量, $\bar{n} = U_{ph} / h \bar{\nu}$ 是平均光子密度, 而每碰一次将使电子损失能量 $\sim \gamma^2 h \nu$. 因此, 单位时间电子能耗为

$$P \simeq \gamma^2 h \bar{\nu} \sigma_T c \frac{U_{ph}}{h \bar{\nu}} = \gamma^2 \sigma_T c U_{ph} \quad (2.78)$$

严格的理论推导只多出一个无关紧要的 $4/3$ 因子, 由 (2.78) 式可见, 逆康普顿散射功率大小和电子能量平方 γ^2 成正比, 又和辐射场能量密度 U_{ph} 成正比, 乘以 $4/3$ 后, 此功率写为

$$P = 2.6 \times 10^{-14} U_{ph} \gamma^2 \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2.79)$$

回忆 (2.61) 式, 电子同步辐射功率可写成

$$P = 2.5 \times 10^{-14} U_B \gamma^2 \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (2.80)$$

其中 $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ 是磁场能密度. 可见两者很相似, 只是用辐射场密度 U_{ph} 代替了 U_B , 两种功率比值为

$$\frac{P_{\text{comp}}}{P_{\text{sy}}} \simeq \frac{U_{\text{ph}}}{U_B}$$

由(2.79)式不难估算相对论电子逆康普顿散射的辐射寿命:

$$t_e \simeq \frac{\gamma m_0 c^2}{P_{\text{comp}}} \simeq 3 \times 10^{-7} / (U_{\text{ph}} \cdot \gamma) \quad (\text{s}) \quad (2.81)$$

和同步辐射谱很不同,电子逆康普顿散射谱相比之下单色性很差,频谱范围很宽,这是因为一个给定能量 γ 的电子在辐射场中穿行时,可以各种角度 ϕ_i 和入射光相遇,又可以各种散射方向 ϕ' 反弹散射光子.因而由(2.76)式可见,散射光子频率分布实际很宽,可以从 $\nu=0$ 直到最大值 $4\gamma^2\nu_i$.理论得到,一个能量 $\gamma \gg 1$ 的相对论电子,在一个各向同性辐射场中穿行时,其逆康普顿散射的辐射谱功率为(Blumenthal & Gould, 1970)

$$P(\nu) = 8\pi r_0^2 c h \int f(\nu/(4\gamma^2\nu_i)) n_{\text{ph}}(\nu_i) d\nu_i \quad (2.82)$$

其中

$$f(x) = \begin{cases} x + 2x^2 \ln x + x^2 - 2x^3 & 0 < x < 1 \\ 0 & x > 0 \end{cases}$$

而 $n_{\text{ph}}(\nu_i)$ 代表辐射场单位体积中光子的数密度, $f(x) = f(\nu/(4\gamma^2\nu_i))$ 实际上代表电子散射单色入射光(频率 ν_i)的无量纲的康普顿辐射谱,在 $x=0.61$ 处, $f(x)$ 达极大值 $f_{\text{max}} \simeq 0.16$.在 $\nu \ll \gamma^2\nu_i$ 处, $P(\nu) \propto \nu$,即在低频段没有锐截止现象(除非有低频吸收存在).

2. 逆康普顿散射的谱发射系数 $j(\nu)$

如果单位体积中能量为 $\gamma \sim \gamma + d\gamma$ 的电子数为 $N(\gamma)d\gamma$,则单位体积中所有电子总的谱功率(谱发射系数)为

$$j(\nu) = \int P(\nu) N(\gamma) d\gamma = 8\pi r_0^2 c h G \quad (2.83)$$

其中

$$G = \iint N(\gamma) f\left(\frac{\nu}{4\gamma^2\nu_i}\right) n_{\text{ph}}(\nu_i) d\nu_i d\gamma$$

假定电子具有幂律能谱:

$$N(\gamma) = N\gamma^{-n} \quad (\gamma_1 < \gamma < \gamma_2) \quad (2.84)$$

则可完成积分 G , 可以先固定 ν_i 值, 完成对 γ 的积分, 再对 ν_i 积分.

关于对 γ 的积分限问题: (1) 因 $x \equiv \frac{\nu}{4\gamma^2\nu_i} > 1$ 时, $f(x) = 0$, 所以必须

$\gamma^2 \geq \frac{\nu}{4\nu_i}$, 即 $\gamma \geq \frac{1}{2} \left(\frac{\nu}{\nu_i} \right)^{\frac{1}{2}}$, 但由电子能谱特点, 下限应取 γ_1 . 因此

下限应取 γ_1 和 $\frac{1}{2} \left(\frac{\nu}{\nu_i} \right)^{\frac{1}{2}}$ 中较大的一个. (2) 上限取 γ_2 , 进一步假定 $\gamma_2 \gg \gamma_1$, 因此上限可近似用 ∞ 代替. 最后可得谱发射系数:

$$j(\nu) = \pi r_0^2 c h N 2^{n+3} \frac{n^2 + 4n + 1}{(n+3)^2 (n+1)(n+5)} \nu^{-\frac{n-1}{2}} \int \nu_i^{\frac{n-1}{2}} n_{\text{ph}}(\nu_i) d\nu_i \quad (2.85)$$

它适用于 $\nu \gg \nu_i$. 两种 $n_{\text{ph}}(\nu_i)$ 对应的谱发射系数为:

(a) $n_{\text{ph}}(\nu_i)$ 为黑体谱, 即

$$n_{\text{ph}}(\nu_i) d\nu_i = \frac{8\pi\nu_i^2}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu_i}{kT}} - 1} d\nu_i$$

则由 (2.85) 式有

$$\begin{aligned} j(\nu) &= \frac{2r_0^2}{\hbar^2 c^2} b(n) N (kT)^3 \left(\frac{kT}{h\nu} \right)^{\frac{n-1}{2}} \\ &= 4.2 \times 10^{-40} N b(n) T^3 \left(\frac{2.1 \times 10^{10} T}{\nu} \right)^{\frac{n-1}{2}} \quad (\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) \end{aligned} \quad (2.86)$$

其中

$$b(n) = \frac{2^{n+3} (n^2 + 4n + 11) \Gamma\left(\frac{n+5}{2}\right) \xi\left(\frac{n+5}{2}\right)}{(n+3)^2 (n+1)(n+5)}$$

$\xi(x)$ 是黎曼 ξ 函数.

(b) $n_{\text{ph}}(\nu_i)$ 为幂律谱,即

$$n_{\text{ph}}(\nu_i) = n_0 \nu_i^{-p} \quad (\nu_a < \nu_i < \nu_b)$$

直接计算 G , 可以先对 ν_i 积分, 同样, 根据函数 $f(x)$ 的特点, 积分下限用 $\nu/4\gamma^2$ 代替 ν_a , 上限近似用 ∞ 代替 ν_b , 由 (2.83) 式有

$$j(\nu) = 2^{2p+1} \pi r_0^2 c h n_0 \nu^{-p+1} \left[\frac{1}{p} - \frac{2}{p+2} - \frac{p-1}{(p+1)^2} \right] \int d\gamma \gamma^{2p-2} N(\gamma) \quad (2.87)$$

逆康普顿散射可以产生 X 射线, 例如星光光子频率 $\nu = 6 \times 10^{14} \text{ Hz}$ 与 $\gamma = 35 (1.5 \times 10^7 \text{ eV})$ 的电子相互作用会产生 4 keV 的 X 射线, 微波背景光子 ($5 \times 10^{10} \text{ Hz}$) 与 $\gamma = 5000 (2.5 \times 10^9 \text{ eV})$ 的电子相互作用也会产生 X 射线.

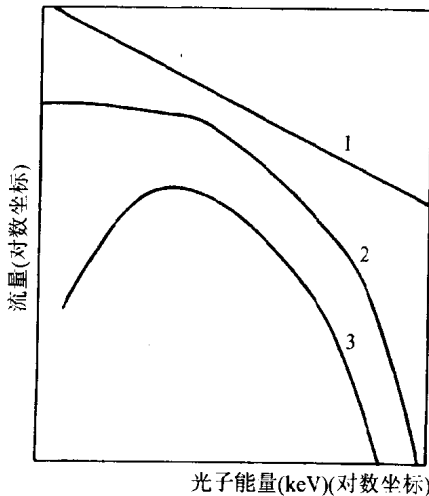


图 2.8 标准 X 射线原始谱

1, 2 和 3 分别表示幂律谱、韧致辐射谱和黑体谱

最后, 作为以上讨论的总结, 和这几种常见辐射机制的比较,

我们把黑体谱, 韧致辐射谱和幂律谱(由具有幂律能谱的相对论电子的同步辐射或逆康普顿散射产生)用图 2.8 表示出来. 在以上四种产生 X 射线的机制中, 韧致辐射和黑体辐射要求存在大于 10^7K 温度的等离子体. 而同步辐射和逆康普顿散射要求有极高能的幂律电子存在. 在天体物理中, 这两种情况都是可能的.

以上讨论了天体物理中 X 射线的产生机制和原始谱. 然而, 观测到的谱往往是原始谱和周围物质相互作用后的谱, 所以下面要讨论 X 射线的辐射转移.

§ 2.3 X 射线辐射的转移机制

2.3.1 概述

目前在 X 射线天文学, 特别是在硬 X 射线和 γ 射线天文学中, 还没有成熟的且简便可行的辐射转移的系统理论. 至今在相当多的文献中, 涉及 X 射线穿越等离子体时的辐射转移问题时, 常常只给出半定量甚至定性的讨论 (McCray, 1991). 就这一点而言, 可以认为目前 X 射线天文学理论研究落后于观测进展. 出现这一情况的原因在于, 在 X 射线天文学涉及的高能天体中, 有关的介质往往是接近完全电离的等离子体, 它与 X 射线之间的相互作用——辐射转移——具有一定特殊性, 其辐射转移的主要机理是光子和热电子的散射过程以及尚未完全电离的微量重元素对 X 射线的光电吸收.

光电吸收是指正离子吸收 X 射线光子使之产生光电离, 原先处于束缚能级的电子跃迁到自由态, 所以也称为束缚-自由吸收过程. 这里仅列出类氢离子的光电吸收系数 $k_{bf}(\nu)$ (定义为单位强度的辐射束穿过单位长度的吸收介质后强度的负增量, 单位是 cm^{-1}). 由量子力学计算, 一个处在主量子数 n 的能级上的类氢离子, 由于吸收频率 ν 的光子而产生光电离的吸收截面是 (Kramers, 1923; Gaunt, 1930):

$$\sigma_{bf}(\nu, n) = \frac{32\pi^2 e^6 R_\infty Z^4}{3 \sqrt{3} h^3 \nu^3 n^5} g_{fb}(\nu, T) \\ \simeq 2.8 \times 10^{23} \frac{Z^4}{\nu^3 n^5} g_{fb}(\nu, T) \quad (2.88)$$

其中 $R_\infty = 109733 \text{cm}^{-1}$ 是里德伯常量, g_{fb} 是自由-束缚冈特因子. 因而光电吸收系数为

$$k_{bf}(\nu) = \sum_{n > n_0} N_n \sigma_{bf}(\nu, n) \quad (2.89)$$

其中 N_n 是处在能级 n 上的类氢离子的数密度, 求和应当对所有电离能小于吸收光子能量 $h\nu$ 的量子态进行, 即 $\frac{Z^2 I_H}{n^2} \leq h\nu$, 在热平衡条件下, N_n 由沙哈-玻尔兹曼方程给出:

$$N_n = N_e N_Z \frac{h^3}{(2\pi m_0 kT)^{3/2}} \frac{g_n}{2} \exp\left(\frac{x_n}{kT}\right) \quad (2.90)$$

式中, $x_n = \frac{Z^2 I_H}{n^2}$ 是类氢离子能级 n 的电离能, g_n 是能级 n 的权重, $g_n = 2n^2$. 最后有 (取 $g_{fb}(\nu, T) \simeq 1$).

$$k_{bf}(\nu) = 3.6 \times 10^8 T^{-\frac{1}{2}} \nu^{-3} N_e N_Z \left[e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right] \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (2.91)$$

对于光子和热电子的散射过程, 目前在高频段 (X 和 γ 射线) 对此过程还缺少简便可行和物理清晰的理论处理方法. 这种特定的辐射转移过程 (辐射场和等离子体间由散射形成能量交换的过程) 通常称为康普顿化 (Comptonization). 康普顿化过程中, 将发生出射的辐射频谱和强度的改变, 同时等离子体中电子气温度也发生相应变化.

虽然在康普顿化过程中, 每次光子-电子碰撞造成的频率变化很小, 但在天体尺度上, 多次散射造成的积累效应不容忽视, 特别是对极短波长的 X 射线辐射, 康普顿化尤为重要. 众所周知, 在每次康普顿散射中, 如果电子碰撞前近似看作静止, 则碰后散射光子波长相对变化为

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{2\lambda_c}{\lambda} \sin^2 \frac{\theta}{2} \sim \frac{\lambda_c}{\lambda}$$

其中 θ 为散射角, $\lambda_c \equiv \frac{h}{m_0 c} = 0.024 \text{ \AA}$ 为康普顿波长. 可见, 散射造成的频率改变与入射光原初频率有关. 入射光波长越短, 相对波长改变越大. 对于 $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ 可见光, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 10^{-6}$; 对 $\lambda \simeq 0.5 \text{ \AA}$ ($h\nu \sim 20 \text{ keV}$) 的 X 射线光子, $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \simeq 10^{-2}$; 而对 $\sim 100 \text{ keV}$ 的 γ 射线光子, 有 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \simeq 10^{-1}$. 这说明, 康普顿化这一特殊的由散射造成的辐射转移在极短波段极其显著, 在 X 射线和 γ 射线天文学中具有特别重要的意义. 即在 X 射线波段, 散射-辐射转移引起的出射辐射特征 (谱形、强度、偏振、谱线红移等) 的改变特别显著.

如果辐射场是低频场, 而等离子体是高温的, 即辐射光子平均能量 $h\bar{\nu}$ 远小于电子平均热能 kT_e , $h\bar{\nu} \ll kT_e$. (在射电天文学和红外天文学中经常满足此条件), 则康普顿化后果必是辐射场平均频率 $\bar{\nu}$ 增高及电子气温度 T_e 的下降. 这被称做康普顿硬化 (Up-Comptonization 或 Comptonization-hardening). 如果 $h\bar{\nu} \gg kT_e$. (这是 X 射线和 γ 射线天文学中的重要情况), 则后果是辐射场频率 $\bar{\nu}$ 减小及等离子体升温. 这被称做康普顿软化 (Down-Comptonization 或 Comptonization-Softening).

对于康普顿化过程, 通常并不是从辐射转移方程出发作定量计算. 对于光子-电子散射过程, 这一方法相当繁难. 因为转移方程中的散射光的“发射”系数 j_ν 将用同一地点的强度 I_ν 的积分表示出来, 使方程成为复杂的积分微分方程 (Rybicki & Lightman, 1982). 另一常用方法是对光子-电子散射做 Monte-Carlo 计算机模拟 (Sunyaev et al., 1987; Xu et al., 1988; Pinto & Woosley, 1988; Witteborn et al., 1989), 这一方法的困难在于庞大的计算量. 为避免以上两种方法的困难, Kompaneets 发展了一种较为简便的理论方法, 即扩散近似 (Kompaneets, 1957, Felten & Rees,

1972; Kats, 1976). 其基本观念是, 将辐射场和等离子体整体看作光子气与电子气的混合气体. 而非热平衡的不稳定的辐射场因光子-电子散射造成的频率分布变化被形式地看成是光子气体在“频率空间”中的“扩散”过程. 当光子-电子混合气最终达到热平衡时, “扩散”停止, 频谱不再改变. 为了定量描述在趋向热平衡的康普顿化过程中光子气频谱分布随时间的变化规律, 需要建立光子频率分布函数 $n(\nu)$ 满足的动力学扩散方程. 对于康普顿硬化过程, 当满足非相对论条件 $h\bar{\nu} \ll kT_e \ll m_e c^2$ 时, 扩散方程已由 Kompaneets 建立, 其形式为

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{kT_e}{m_0 c^2} N_e \sigma_{TC} \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ x^4 \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \right\} \quad (2.92)$$

其中 $x \equiv \frac{h\nu}{kT_e}$ 是光子的无量纲频率值, σ_T 是电子的汤姆孙散射截面, N_e 是电子数密度, $n(x, t) \equiv n(\nu, t)$ 是光子的频率分布函数, 它表示单位体积中频率为 ν (或 x) 的每个光子态的“光子数”. 因此, 单位体积辐射场中, 频率在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 间隔内的真实光子数是 $n(\nu, t) \left(\frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu \right)$. 对于弱辐射场, “粒子数” $\bar{n}(\nu, t) \ll 1$, 扩散方程 (2.92) 化为线性方程形式 (略去非线性项 n^2). 方程 (2.92) 实际上就是光子-电子散射这一特定过程中的辐射转移方程的替代形式.

此后, Weymann 也从不同的考虑得到了与 Kompaneets 相同的结果 (Weymann, 1965), 但是应强调指出, 只当两个条件都满足时, Kompaneets 方程才是正确的: (a) 所考虑的系统, 即由辐射场和等离子体组成的混合气体必须是非相对论体系, 即要求 $kT_e \ll m_0 c^2$ 以及 $h\bar{\nu} \ll m_0 c^2$. (b) 所考虑的体系必须是由“高温”等离子体和“低频”辐射场组成. 这里高温和低频指的是满足条件 $h\bar{\nu} \ll kT_e$, T_e 是电子气的温度. 因此, 方程 (2.92) 的应用是有局限性的. 特别是, 在 X 射线天文学有兴趣的课题中, 很少出现 $h\bar{\nu} \ll kT_e$ 的情况. 此后, Cooper 将方程 (2.92) 推广到相对论性系统 (Cooper, 1971). 该相对论性扩散方程形式为

$$q^2 \frac{\partial n(q, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial q} \left\{ \alpha(q, kT_e) \left[n(q, t) (1 + n(q, t)) + kT_e \frac{\partial n(q, t)}{\partial q} \right] \right\} \quad (2.93)$$

其中 $q \equiv h\nu$, $\alpha(q, kT_e) = \alpha_{NR} [1 + f(kT_e)/(1 + 0.02q)] [(1 + 9 \times 10^{-3}q + 4.2 \times 10^{-6}q^2)]^{-1}$, $f(kT_e) = \frac{5}{2} \frac{kT_e}{m_0 c^2} + \frac{15}{8} \left(\frac{kT_e}{m_0 c^2} \right)^2 \times \left(1 - \frac{kT_e}{m_0 c^2} \right)$.

Cooper 方程(2.93)可以用来讨论极高温等离子体的辐射转移,例如 $kT_e \lesssim 100\text{keV}$. 但值得注意,Cooper 推广的扩散方程(2.93)仍只适用于高温低频系统,即条件 $h\bar{\nu} \ll kT_e$ 下的康普顿硬化过程. 因为他在导出该方程时,已假定了方程中的系数 α 在非相对论极限下还原为 Kompaneets 和 Weymann 的结果,即 $\alpha \rightarrow \alpha_{NR} = Aq^4$. 我们已严格证明, $\alpha_{NR} = Aq^4$ 只适用于高温低频系统 ($h\bar{\nu} \ll kT_e$).

对于 X 射线天文学而言,实际感兴趣的是 $h\bar{\nu} \gg kT_e$ 条件下的康普顿软化过程扩散方程,即讨论硬 X 射线光子穿过“冷”的等离子体时的变化. Ross 和 McCray 曾经基于 Fokker-Planck 方程导出过 $h\bar{\nu} \gg kT_e$ 情况下推广的 Kompaneets 方程,其形式为 (Ross & McCray, 1978):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{kT_e}{m_0 c^2} N_e \sigma_T c \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ x^4 \left[n + \left(1 + \frac{7}{10} \frac{kT_e}{m_0 c^2} x^2 \right) \frac{\partial n}{\partial x} \right] \right\} \quad (2.94)$$

但方程(2.94)是不正确的. 正确合理的扩散方程必须满足一个必要条件: 即当光子-电子混合气体最终达到共同的热平衡态时,“扩散”即告停止,方程中 $\frac{\partial n}{\partial t}$ 必须为零. 显然,方程(2.94)不满足此条件. 用光子气体的热平衡频谱分布(普朗克分布) $n(x) = (e^x - 1)^{-1}$, 其中 $x \equiv \frac{h\nu}{kT_e}$, 代入(2.94)式时,显见 $\frac{\partial n}{\partial t} \neq 0$.

此外,还有在极端条件 $kT_e \ll h\bar{\nu} \lesssim m_0 c^2$ 下导出的另一形式的康普顿软化扩散方程 (Ye Zhong Guo & You Jun Han, 1985):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{c}{\Lambda} \left[\alpha(x') \frac{\partial^2 n}{\partial x'^2} + \beta(x') \frac{\partial n}{\partial x'} + \gamma(x') n \right] \quad (2.95)$$

其中 $\Lambda, \alpha(x'), \beta(x'), \gamma(x')$ 的表达式详见原文. 应当指出, 在 $h\nu \simeq m_0 c^2$ 极端条件下 (例如正负电子对湮灭产生的硬光子), 扩散近似并不是一个对软化过程好的描述. 因为对极短波长光子, 每次散射造成的频率相对改变高达 $\frac{\Delta\nu}{\nu} \simeq 0.1$, 故将频率 $x' \equiv \frac{h\nu}{m_0 c^2}$ 看作连续变数所建立的扩散方程 (2.95) 已不是理想的物理方程.

为适应 X 射线天文学观测上的进展, 建立扩散过程的完整和严谨的辐射转移理论, 对观测资料做更为定量的理论分析, 以期对 X 射线源内部物理性质做出深入的了解, 这一课题无疑是当前 X 射线天文学的重要任务. 最近, 陈军锋, 尤峻汉导出了在条件 $kT_e \ll m_0 c^2, h\nu \ll m_0 c^2$ 下适用的推广的 Kompaneets 方程 (陈军锋、尤峻汉, 1992). 并与已有的 Ross 方程 (2.94) 进行比较, 说明新方程的正确性. 可以预期, 这一辐射转移方程在今后 X 射线天文学中具有潜在的应用前景. 下节对该方程的推导作一简要说明.

2.3.2 $kT_e \ll m_0 c^2, h\nu \ll m_0 c^2$ 情况推广的 Kompaneets 方程

对于一个热等离子体和光子气体的“混合气体”, 假定满足条件 $kT_e \ll m_0 c^2, h\nu \ll m_0 c^2$, 当系统尚未达到热平衡时, 不能用统一温度描述. 然而, 由于电子之间是长程库仑力作用, 所以电子间碰撞极易发生, 因此, 热电子气本身很快处于热平衡, 分布函数为 $f(\mathbf{p}) = f_0 \exp\left(-\frac{p^2}{2m_0 kT_e}\right)$. 同时, 光子气的频谱分布是不稳定的, 会因康普顿散射而随时间变化, $n = n(\nu, t)$, 经过足够长时间后, 两种气体达到共同热平衡, 分布 $n(\nu)$ 不再随时间变化.

尚未达到热平衡前, 应建立康普顿化过程中光子分布变化率 $\frac{\partial n}{\partial t}$ 的方程. 为此, 先考虑无碰撞过程. 碰前电子动量和光子频率及光子波矢方向分别是 $\mathbf{p}, \nu, \mathbf{n}$; 碰后相应量记为 $\mathbf{p}', \nu', \mathbf{n}'$. 在非相对论极限下, 其碰撞过程所满足的动量及能量守恒定律的形式为

$$\left(\frac{h\nu}{c}\right)n + p = \left(\frac{h\nu'}{c}\right)n' + p'$$

$$h\nu + \frac{P^2}{2m_0} = h\nu' + \frac{P'^2}{2m_0} \quad (2.96)$$

显见碰撞 $(P, \nu, n) \rightarrow (P', \nu', n')$ 是频率为 ν 的光子数 $n(\nu, t)$ 减少的过程. 将 $P-P+dP$ 间隔内的电子数密度记为 $N_e f(P) d^3P$, 其过程的散射跃迁概率记为 dW , 由于光子是玻色子, 跃迁数与终态数 n' 有关, 为 $(1+n')n N_e f(P) d^3P dW$, 其中 $n \equiv n(\nu, t)$, $n' \equiv n(\nu', t)$ 分别是碰撞前后光子数. 上式已假定电子气足够稀薄, 作为费米气体的电子气实际上还原为经典气体, 跃迁数和终态电子数无关. 同理, 逆过程 $(P', \nu', n') \rightarrow (P, \nu, n)$ 使频率为 ν 的光子数 $n(\nu, t)$ 增加, 其跃迁概率为 $(1+n)n' N_e f(P') d^3P' dW$ (正反碰撞的跃迁概率相同). 因此, 康普顿散射引起的光子频率分布变化为

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -N_e \int d^3P \int [n(1+n')f(P) - n'(1+n)f(P')] dW \quad (2.97)$$

若在上式中代入 $f(P) = f_0 \exp\left(-\frac{P^2}{2m_0 kT_e}\right)$ 及 $n(\nu) = \left(e^{\frac{h\nu}{kT_e}} - 1\right)^{-1}$, 则有 $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$. 这表明热平衡时, 光子频谱分布将不再因康普顿散射而改变, 即康普顿散射的影响只发生于趋向热平衡的过程之中. 由光子-电子碰撞过程所满足的动量和能量守恒关系式 (2.96), $f(P')$ 与 $f(P)$ 的关系可写为

$$f(P') = f_0 \exp\left(-\frac{P'^2}{2m_0 kT_e}\right)$$

$$= f(P) e^{-\frac{h(\nu-\nu')}{kT_e}}$$

则方程 (2.97) 可写成

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -N_e \int d^3P \int [n(1+n') - n'(1+n)e^{-\frac{h(\nu-\nu')}{kT_e}}] f(P) dW \quad (2.98)$$

在非相对论情形下, $\Delta \equiv \nu' - \nu \ll \nu$ 是一小量, 可用 Δ 展开 (2.98) 式至 Δ^2 级, 采用无量纲频率 x 代替 ν , $x \equiv \frac{h\nu}{kT_e}$, 则 (2.98) 式化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \frac{N_e h}{kT_e} \int d^3 \mathbf{P} \int dW f(\mathbf{P}) \Delta \\ & + \left[\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 2(n+1) \frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \\ & \times \frac{N_e}{2} \left(\frac{h}{kT_e} \right)^2 \int d^3 \mathbf{P} \int dW f(\mathbf{P}) \Delta^2 \end{aligned} \quad (2.98')$$

分别将两个积分式记为

$$I \equiv h^2 \int d^3 \mathbf{P} \int dW f(\mathbf{P}) \Delta^2$$

及

$$H \equiv h \int d^3 \mathbf{P} \int dW f(\mathbf{P}) \Delta \quad (2.99)$$

则 (2.98') 式化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \frac{N_e}{kT_e} H \\ & + \left[\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 2(n+1) \frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \frac{N_e}{2} \left(\frac{1}{kT_e} \right)^2 I \end{aligned} \quad (2.100)$$

以下先计算上式右边第二个积分值 I , 其中的改变量 $\Delta \equiv \nu' - \nu$ 可由动量及能量守恒关系 (2.96) 式得出, 求解中将 (2.96) 式中的 ν' 换成 $\nu + \Delta$, 保留至 Δ 的一次项, 可得

$$h\Delta \simeq -\frac{h\nu c}{m_0 c^2} \mathbf{P} \cdot (\mathbf{n} - \mathbf{n}') - \frac{(h\nu)^2}{m_0 c^2} (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}') \quad (2.101)$$

在条件 $kT_e \ll h\nu \ll m_0 c^2$ 下, 由于 $\bar{P} = m_0 \bar{v} \simeq m_0 \sqrt{\frac{kT_e}{m_0}}$, 由此可估出

第二项与第一项之比为 $\left(\frac{h\nu}{m_0 c^2} \right)^{1/2} : \left(\frac{kT_e}{h\nu} \right)^{1/2}$, 不可忽略. 将 (2.101)

式代入(2.99)第一式得

$$I = I_1 + I_2 + I_3 \quad (2.102)$$

其中

$$\begin{aligned} I_1 &= \left(\frac{h\nu}{m_0c} \right)^2 \int d^3\mathbf{P} \int dW f(\mathbf{P}) |\mathbf{P} \cdot (\mathbf{n} - \mathbf{n}')|^2 \\ I_2 &= \left(\frac{h^2\nu^2}{m_0c^2} \right)^2 \int d^3\mathbf{P} \int dW f(\mathbf{P}) (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2 \\ I_3 &= \frac{2(h\nu)^3}{m_0^2c^3} \int d^3\mathbf{P} \int dW f(\mathbf{P}) \mathbf{P} \cdot (\mathbf{n} - \mathbf{n}') (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}') \end{aligned}$$

先固定 $\mathbf{n} - \mathbf{n}'$, 以 $\mathbf{n} - \mathbf{n}'$ 作为 z 轴, 电子动量 \mathbf{P} 和 $\mathbf{n} - \mathbf{n}'$ 类角记为 Θ , 然后对各种动量 \mathbf{P} 做积分得到

$$\begin{aligned} I_1 &= \left(\frac{h\nu}{m_0c} \right)^2 \int d^3\mathbf{P} f(\mathbf{P}) \int dW P^2 |\mathbf{n} - \mathbf{n}'|^2 \cos^2\Theta \\ &= \left[\left(\frac{h\nu}{m_0c} \right)^2 \int dW |\mathbf{n} - \mathbf{n}'|^2 \right] \int P^4 f(\mathbf{P}) \cos^2\Theta \sin\Theta d\Theta d\phi \\ &= \frac{1}{3} \int P^2 f(\mathbf{P}) 4\pi P^2 dP \left[\left(\frac{h\nu}{m_0c} \right)^2 \int dW |\mathbf{n} - \mathbf{n}'|^2 \right] \end{aligned}$$

把 $f(\mathbf{P}) = f_0 \exp\left(-\frac{P^2}{2m_0kT_e}\right)$ 代入得 $\int P^2 f(\mathbf{P}) 4\pi P^2 dP = 3m_0kT_e$.

由此得

$$I_1 = 2 \left(\frac{h\nu}{m_0c} \right)^2 m_0kT_e \int dW (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')$$

同理有

$$I_2 = \left(\frac{h^2\nu^2}{m_0c^2} \right)^2 \int dW (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2$$

$$I_3 = 0$$

为了最后求出积分值 I , 应计算 $\int dW (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')$ 和 $\int dW (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2$. 积分是对各种可能的散射方向 θ 做的, 其中 $dW = cd\sigma_T$

$= c \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) 2\pi \sin \theta d\theta, r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ 是电子经典半径, θ 为散射角,

即 \mathbf{n} 与 \mathbf{n}' 的夹角. 由 dW 式子可见, $\int \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}' dW = 0$, 故有

$$\begin{aligned} \int (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}') dW &= \int dW = c \int d\sigma_T = c \sigma_T \\ \int (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2 dW &= \frac{7}{5} \sigma_T c \end{aligned}$$

其中 $\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_0^2$ 是汤姆孙截面. 因此

$$I = I_1 + I_2 = \frac{2kT_e}{m_0 c^2} (h\nu)^2 \sigma_T c + \frac{(h\nu)^4}{m_0^2 c^4} \frac{7}{5} \sigma_T c \quad (2.103)$$

再来计算(2.99)式中的第二个积分值 H . 直接积分是困难的, 但是可以根据散射中光子数不变这一事实由积分值 I 导出 H . 在自由电子-光子散射中, 没有光子数变化, 只有频率变化. 这个事实可用下述“频率空间”中光子数守恒方程表示(尤峻汉, 1983):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -x^{-2} \frac{\partial(x^2 j)}{\partial x} \quad (2.104)$$

式中 j 是频率空间中定义的光子“流”. 频率空间的三个轴分别是 x_1, x_2, x_3 , 而 $\sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2} = x \equiv \frac{h\nu}{kT_e}$. 光子流的连续性方程原是

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{j}, \quad \nabla \equiv \mathbf{e}_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \mathbf{e}_2 \frac{\partial}{\partial x_2} + \mathbf{e}_3 \frac{\partial}{\partial x_3}$$

因为流 \mathbf{j} 显然只有径向分量, 故采用球坐标 (x, θ, ϕ) 代替 (x_1, x_2, x_3) 时, 应有

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial(x^2 j)}{\partial x}$$

由此可得到(2.104)式. 将(2.104)式写成

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{2}{x}j - \frac{\partial j}{\partial x} \quad (2.105)$$

比较(2.105)和(2.100)式,可知流 j 必有形式:

$$j(x) = g(x) \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \quad (2.106)$$

理由如下:因(2.100)式线性地含有二阶导数 $\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$, 即 $\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$ 的系数中不含 n , 故由(2.105)式知, j 只可能写成 $j \propto \frac{\partial n}{\partial x} + f(n)$. 又已知, 在达到热平衡时, 即当 $n = (e^x - 1)^{-1}$ 时, 应有 $j = 0$. 而函数 $n = (e^x - 1)^{-1}$ 显然满足 $\frac{\partial n}{\partial x} = -n(n+1)$. 由此即可推知, 待定的 $f(n) = n(n+1)$, 写成等式即得到(2.106)式, 其中 $g(x)$ 待定.

将(2.106)式代入(2.105)式, 即得

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & -g(x) \left[\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + (2n+1) \frac{\partial n}{\partial x} \right] \\ & - \left[\frac{\partial g}{\partial x} + \frac{2g}{x} \right] \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \end{aligned} \quad (2.107)$$

将(2.107)式与(2.100)式作比较, 两式 $\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$ 的系数应相同. 故可求得

$$\begin{aligned} g(x) = & -\frac{N_e}{2} (kT_e)^{-2} I \\ = & -N_e \sigma_{Tc} \frac{kT_e}{m_0 c^2 x^2} \left[1 + \frac{7}{10} \frac{kT_e}{m_0 c^2 x^2} \right] \\ = & -Ax^2 (1+Bx^2) \end{aligned} \quad (2.108)$$

式中 $A \equiv \left(\frac{kT_e}{m_0 c^2} \right) N_e \sigma_{Tc}$, $B \equiv \frac{7}{10} \left(\frac{kT_e}{m_0 c^2} \right)$. 把 $g(x)$ 代入(2.107)式并与(2.100)式比较, 即求出

$$H = \frac{kT_e}{N_e} A [4x - x^2 + 6x^3 - Bx^4] \quad (2.109)$$

只要 $g(x)$ 与 $H(x)$ 分别为(2.108)和(2.109)式, 则(2.110)式就

和(2.107)式等价,故扩散方程实由(2.107)式表示.显见,(2.107)式可简化为

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ x^2 g(x) \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \right\}$$

将 $g(x)$ 值代入即得

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{kT_e}{m_0 c^2} N_e \sigma_T c \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ x^4 \left(1 + \frac{7}{10} \frac{kT_e}{m_0 c^2} x^2 \right) \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \right\} \quad (2.110)$$

方程(2.110)式就是本节重点介绍的推广的 Kompaneets 扩散方程(不再受条件 $h\bar{\nu} \ll kT_e$ 约束),它适合于 X 射线天文学中康普顿软化过程,可以成为今后 X 射线天文学中定量的辐射转移理论的基本方程.例如,对于 $T_e \sim 10^7 \text{K}$ 的等离子体,当穿过它的辐射是较硬的 X 射线,其平均光子能量 $h\bar{\nu} \simeq 10 \sim 100 \text{keV}$,就满足条件 $kT_e \ll h\bar{\nu} \ll m_0 c^2$,可以用该方程讨论出射 X 射线辐射谱形的变化.

显然,方程有两个基本特点,这两点保证了方程(2.110)的合理性.它们是:(1)方程右边 $\frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \{\dots\}$ 形式保证了散射中光子数守恒(见连续性方程(2.104)).(2)方程右边方括号项 $\left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right]$ 使得辐射场达到热平衡时, $n = (e^x - 1)^{-1}$, 保证有 $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$, 即康普顿散射将不再引起 n 的变化.而 Ross 方程(2.94)不满足上述第二个性质.最后指出,方程(2.110)在 $x \equiv \frac{h\nu}{kT_e} \ll 1$ 时,自动还原为 Kompaneets 方程(2.92),因此,方程(2.110)适用于全波段,不论 $h\nu \ll kT$, $h\nu \gg kT$ 或 $h\nu \simeq kT$,都适用.

如果辐射场在空间上不均匀,即 $n = n(\nu, \mathbf{r}, t)$, 则方程(2.110)式必须补上空间扩散项 $\nabla \cdot (D \nabla n)$, 其中 D 为光子气扩散系数, $D = \frac{c}{3N_e \sigma_c}$. 因此有

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{kT_e}{m_0 c^2} N_e \sigma_T c \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ x^4 \left(1 + \frac{7}{10} \frac{kT_e}{m_0 c^2} x^2 \right) \left[\frac{\partial n}{\partial x} + n(n+1) \right] \right\} + \nabla \cdot (D \nabla n) \quad (2.111)$$

对于一般等离子体,氢占总数90%左右,而且是完全电离的,如果考虑到等离子体中有少数的重元素种类,例如,Fe, O, Ne, Si和S等,这些高价离子发射和吸收所对应的能量将位于X射线波段,则方程(2.111)还应补上源项,这也许能解释观测到的X射线连续谱中6~7keV间的吸收特征.

另外,方程(2.110)或(2.111)是一个变系数的对流-扩散方程,如果将(2.110)或(2.111)式应用于 $h\nu \gg kT$ (即 $x \gg 1$)的康普顿软化过程,则所得频谱有向低频端移动的趋热. 扩散项($\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$ 项)将造成整个频谱分别向低频和高频两端延展,使频段扩大. 两项并存的效果将使频谱整体向低频端移动,特别对发射线,将出现红移(可称为“康普顿红移”,以示与其它红移机制之区别).

2.3.3 推广的Kompaneets方程的数值求解

定量地研究康普顿软化对辐射谱特性的影响,必须在给定初始条件下数值求解方程(2.110). 设想 $t=0$ 时刻,源中发出的X射线光子进入等离子体,初始条件记为 $n(x, 0) = f(x)$, $f(x)$ 表示稳定发射源的光子频率分布函数. 为简单,假定等离子体电子密度 N_e 和温度 T_e 是均匀的,取定为 $N_e = 2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 和 $kT_e = 1 \text{keV}$,源辐射光子的平均初始能量 $h\bar{\nu} = 10 \text{keV}$ (这些取值接近X射线中子星周围情况). 作为典型例子,基于上述参量,我们计算了三种形式的源辐射谱(谱线、幂律连续谱和黑体谱)在康普顿软化中随时间的演化.

(1) 初始谱是高斯型轮廓的发射线

由于气体湍动和热展宽等,X射线源发射线的单色强度将为

$$I_\nu = A \exp[-c(\nu - \nu_0)^2] \quad (2.112)$$

其中 ν_0 是谱线的中心频率, A, c 为两常数. 由于 $I_\nu \propto u_\nu$ (场能密

度)以及 $u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} n(\nu) h\nu$, 故初始条件可写为

$$n(x, 0) = f(x) \propto x^3 \exp[-c_1(x-x_0)^2] \quad (2.113)$$

(2) 初始谱是幂律连续谱

$$I_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (2.114)$$

其中 α 是幂指数. 对于许多 X 射线天体, $\alpha \simeq 0.5 \sim 1.0$, 计算中取典型值 $\alpha = 0.7$, 此时初始条件取为

$$n(x, 0) = f(x) \propto \begin{cases} x^{-3} x^{-\alpha} & \text{当 } x_1 \leq x \leq x_2 \\ 0 & \text{其它频率} \end{cases} \quad (2.115)$$

其中 x_2, x_1 为幂律谱频率的上下限.

(3) 初始谱是黑体谱

黑体辐射是天体物理常见的情形之一, 其辐射谱为普朗克分布:

$$I_\nu \propto \nu^3 \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^{-1} \quad (2.116)$$

其中 T 是辐射场的黑体温度, 取为 $kT = 5\text{keV}$, 此时初始条件取为 ($a = \frac{kT_c}{kT} = \frac{1}{5}$):

$$n(x, 0) = f(x) \propto (e^{ax} - 1)^{-1} \quad (2.117)$$

按初始条件 (2.113), (2.115) 和 (2.117), 求解扩散方程 (2.110). 采用差分法, 计算结果如图 2.8, 图 2.9 和图 2.10 所示.

由图 2.9 可见, 谱线的康普顿演化特征为: (a) 谱线展宽, 中心强度下降. 原因是原先能量集中于 $h\nu_0$ 的光子被电子散射而改变了能量. (b) 谱线红移. 由于光子处于“冷”的电子气中, 则光子和电子碰撞的平均效果使光子逐渐损失能量而导致谱线红移. (c) 谱线轮廓不对称. 低频端变陡, 高频端平坦化. 由图 2.10 可见, 初始的幂律连续谱在 $\ln I_\nu - \ln h\nu$ 平面上原为一倾斜直线, 演化过程中, 其高能端变陡, 低能端增大. 说明在康普顿软化中, 高频光子有向低频端移

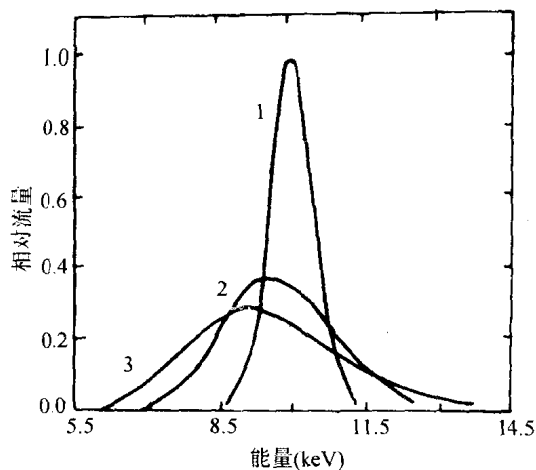


图 2.9 初始为高斯谱的演化曲线
曲线1,2和3分别对应时间 t 为0,0.001和0.01s

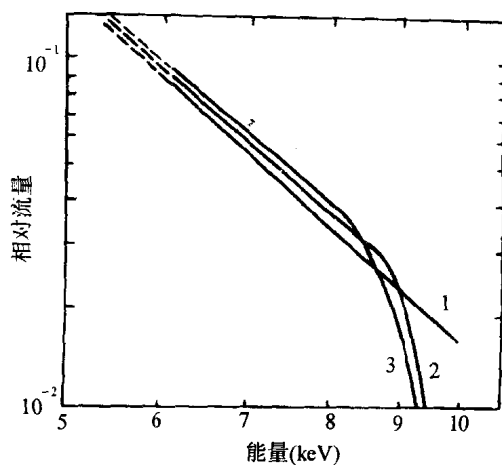


图 2.10 初始为幂律连续谱的演化曲线
曲线1,2和3分别对应时间 t 为0,0.025和0.05s

动的趋势,造成低频端光子的“堆积”.由图2.11可见,黑体谱在康普顿软化中,高能部分计数下降,而低能部分计数上升,从而偏离原来的普朗克分布.以上定量计算与直观的物理分析是一致的.

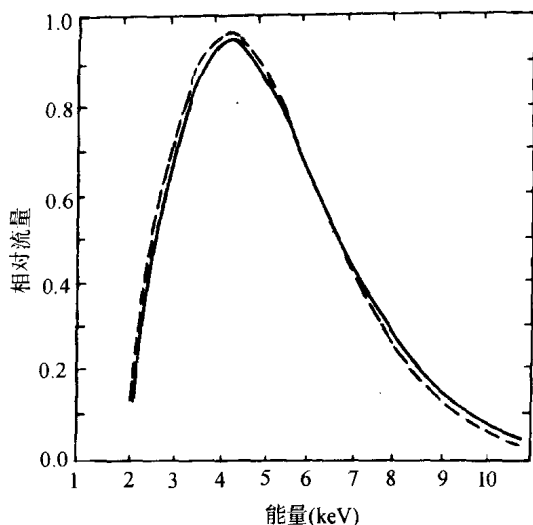


图2.11 初始为黑体谱的演化曲线
实线和虚线分别对应时间 t 为0和0.05s

在有限的等离子体介质中,如果辐射场在空间是非均匀的,则光子的频率分布函数不仅与频率 ν 有关,而且还与空间坐标 r 有关,相应的扩散方程为(2.111)式.对于致密的X射线源,等温均匀球模型是一个普遍接受的模型(Ross & McCray, 1978),其中一个X射线点源被较“冷”气体的等温球包围,可以把X射线点源想像成一个致密星,如中子星,白矮星或黑洞,而较“冷”的等离子体看成是包围该星的吸积气体.从中心点源发出的X射线在球中受到康普顿软化.

为了求解方程(2.111),必须给定问题的初始条件和边界条件.在球坐标下,其初始条件和边界条件可写为

$$\begin{cases} n(x, 0, t) = f(x) & (t \geq 0) \end{cases} \quad (2.118a)$$

$$\begin{cases} n(x, r, 0) = 0 & (0 < r < R) \end{cases} \quad (2.118b)$$

$$\begin{cases} -D \frac{\partial n}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{c}{2} n(x, r, t) \Big|_{r=R} \end{cases} \quad (2.118c)$$

条件(2.118a)和(2.118b)表示,从 $t=0$ 时刻起,在球心处有一稳定的X射线源,其光子的频率分布函数为 $f(x)$.条件(2.118c)称为爱丁顿近似边界条件,它表示在各向同性辐射的假设下,球面处光子的流密度 $\left(-D\frac{\partial n}{\partial r}\right)_{r=R}$ 等于光速和密度 $n(x,R,t)$ 乘积的一半.

有了初始和边界条件(2.118a),(2.118b)和(2.118c),原则上可求解扩散方程(2.111).但在实际情况下,可用分离变数法进一步简化.一般来讲,对于致密的X射线源,辐射场通常比较稀薄,即“光子数” $n(x,r,t)\ll 1$,这样可略去 n^2 项,方程(2.111)变成线性微分方程.进一步注意到,方程(2.111)中的空间扩散系数 $D=\frac{c}{3N_e\sigma_e}\simeq\frac{c}{3N_e\sigma_T}$ 是常数,这是因为康普顿散射截面 σ_e 是频率 ν 的缓慢变化函数,在X射线频率范围内有 $\sigma_e\simeq\sigma_T$ (汤姆孙截面).因此,在球坐标下,令 $n(x,r,t)\equiv W(x,t)P(r,t)$,可把方程(2.111)和初始及边界条件(2.118a),(2.118b),(2.118c)写成下面两套独立的方程式:

$$\begin{cases} \frac{\partial W}{\partial t} - \frac{kT_e}{m_0c^2}N_e\sigma_Tc\frac{1}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}\left\{x^4\left(1+\frac{7}{10}\frac{kT_e}{m_0c^2}x^2\right)\left[\frac{\partial W}{\partial x}+W\right]\right\}=0 \\ W(x,0)=f(x) \end{cases} \quad (2.119a)$$

和

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial t} - D\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right)=0 \\ P(0,0)=1 \\ P(r,0)=0 \quad (0<r<R) \\ -D\frac{\partial P}{\partial r}\Big|_{r=R}=\frac{c}{2}P(r,t)\Big|_{r=R} \end{cases} \quad (2.119b)$$

因为散射介质本身没有发射和吸收,扩散方程不包含源,所以让方程(2.119)右边等于零.方程(2.119b)是标准的空间扩散方程,易

于求解. 因子 $P(r, t)|_{r=R}$ 不依赖于频率 x , 显然与 X 射线从表面 $r=R$ 逃逸的概率有关. (2. 119a) 式就是前面所求解的康普顿软化过程中的扩散方程, 描述了光子频率分布的演化.

求出光子频率分布函数 $n(x, r, t)$ 后, 出射的 X 射线谱应为

$$I(x, t) \propto x^3 n(x, R, t) \quad (2. 120)$$

对于中心稳定的 X 射线源, 当 t 足够大时, 从球面 R 处出射的谱应不会随时间改变. 因此有

$$F(x) \propto x^3 n(x, R) \quad (2. 121)$$

其中 $F(x)$ 就是与观测可比较的 X 射线谱. 如果在 $t=0$ 时刻, 球心发射 X 射线脉冲, 其频率分布函数仍记为 $f(x)$, 则 (2. 119a) 式中的初始条件用下式替代:

$$W(x, t) = f(x) \delta(t) \quad (2. 122)$$

出射的 X 射线谱可写成

$$F(x) \propto x^3 \int_0^{\infty} n(x, R, t) dt \quad (2. 123)$$

这里指出, (2. 121) 式与 (2. 123) 式是互相等价的. (2. 121) 式表示在不同时刻从球心发射的而在某时刻从球面 R 处出射的 X 射线的频谱. (2. 123) 式表示某时刻发射的但在不同时间从球面 R 处出射的 X 射线的频谱.

无疑, 求解扩散方程 (2. 110) 或 (2. 111), 将为定量分析 X 射线天文观测资料提供理论上的根据, 在实际天文应用中具有广阔前景.

参 考 文 献

- Blumenthal, G. and Gould, R. , 1970, *Rev. Mod. Phys.* , **42**, 237.
 Brown, R. L. and Gould, R. J. , 1970, *Phys. Rev.* , **D1**, 2252.
 Chodil, G. et al. , 1968, *Ap. J.* , **154**, 645.
 Cooper, G. , 1971, *Phys. Rev.* , **D3**, 2312.

- David, L. P. , Jones, C. and Forman, W. , 1992, *Ap. J.* , **388**, 82.
- Elwert, G. , 1939, *Ann. Physik* , **34**, 178.
- Felten, J. and Rees, M. , 1972, *A & A.* , **17**, 226.
- Gaunt, 1930, *Phil. Trans. Roy. Soc.* , London, **A229**, 163.
- Ghisellini, G. , Maraschi, L. and Treves, A. , 1985, *A & A.* , **146**, 204.
- Ginzburg, V. L. and Syrovatskii, S. I. , 1964, *Soviet Phys. -Usp.* , **84**, 201.
- Gorenstein, P. , Gursky, H. and Garmire, G. , 1968, *Ap. J.* , **153**, 885.
- Hayakawa, S. , 1991, *Nature* , **351**, 214.
- Heitler, W. , 1954, *The Quantum Theory of Radiation*, London, Oxford University Press.
- Holt, S. S. and McCray, R. , 1983, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* , **20**, 323.
- Ilovaisky, S. A. et al. , 1980, *Ap. J.* , **191**, 81.
- Kallman, T. R. and White, N. E. , 1989, *Ap. J.* , **341**, 955.
- Kallman, T. R. and Mushotzky, R. , 1985, *Ap. J.* , **292**, 49.
- Kat, H. , 1976, *Ap. J.* , **206**, 910.
- Kartje, J. F. and Konigl, A. , 1991, *Ap. J.* , **375**, 69.
- Kompaneets, A. S. , 1957, *Soviet Phys. —JETP* , **4**, 730.
- Koyama, K. et al. , 1989, *Nature* , **339**, 603.
- Kramers, 1923, *Phil. Mag.* , **46**, 836.
- Krolik, J. H. , McKee, C. F. and Tarter, C. B. , 1981, *Ap. J.* , **249**, 422.
- Loh, E. D. and Garmire, G. P. , 1971, *Ap. J.* , **166**, 301.
- madau, P. , 1988, *Ap. J.* , **327**, 116.
- McCray, R. , 1991, *Supernovae and Stellar Evolution*, Singapore World Scientific.
- Micela, G. , Maggio, A. and Vaiana, G. S. , 1992, *Ap. J.* , **388**, 171.
- Miyoshi, S. et al. , 1986, *Ap. Space Sci.* , **119**, 185.
- Neugebauer, G. et al. , 1969, *Ap. J.* , **155**, 1.
- Pacholczyk, A. , 1970, *Radio Astrophysics*, San Francisco, Freeman.
- Pinto, P. A. and Woosley, S. E. , 1988, *Ap. J.* , **329**, 820.
- Rosner, R. , Golub, L. and Vaiana, G. S. , 1985, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* , **23**, 413.
- Ross, R. R. and McCray, R. , 1978, *Ap. J.* , **219**, 292.
- Rybicki, G. B. and Lightman, A. P. , 1982, *Radiative Process in Astrophysics*, San Francisco, Freeman.
- Sarazin, L. Craig, 1986, *Rev. Mod. Phys.* , **58**, 1.
- Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A. , 1973, *A & A.* , **24**, 337.
- Stickel, M. et al. , 1991, *Ap. J.* , **374**, 431.

- Sunyaev, R. A. et al. , 1987, *Nature*, **330**, 291.
- Sunyaev, R. A. et al. , 1987, *Nature*, **330**, 227.
- Treves, A. et al. , 1989, *Ap. J.* , **341**, 733.
- Tucker, W. H. et al. , 1971, *Ap. J.* , **168**, 283.
- Wandel, A. and Urry, C. M. , 1991, *Ap. J.* , **376**, 78.
- Warwick, R. S. George, I. M. , McHardy, I. and Pounds, K. A. , 1986, *M. N. R. A. S.* , **219**, 39.
- Westfold, K. C. , 1959, *Ap. J.* , **130**, 241.
- Weymann, R. , 1965, *Phys. Fluids*, **8**, 2112.
- White, N. E. et al. , 1985, *Ap. J.* , **296**, 475.
- Witteborn, F. C. et al. , 1989, *Ap. J.* , **338**, L9.
- Xu, Y. , Sutherland, P. , McCray, R. and Ross, R. R. , 1988, *Ap. J.* , **327**, 197.
- Ye Zhong Guo and You Jun Han 1985, *Ap, Space Sci.* , **109**, 155.
- 陈军锋、尤峻汉, 中国科学1993, **A23**, 75.
- 陈军锋、尤峻汉, 1992, 科学通报, **37**, 785.
- 谢光中、刘碧芳、刘富坤、李开华, 1991, 天文学进展, **9**, 201.
- 尤峻汉, 1983, 天体物理中的辐射机制, 科学出版社.

第三章 X 射线天文观测的设备、技术与方法

马宇 稿

§ 3.1 引言

X 射线天文观测的研究能区主要集中在 0.1 至 100keV 左右, 高端与 γ 射线没有明显的边界. 经典的原子物理与核物理中定义的 X 射线和 γ 射线, 分别代表原子内壳层的能级跃迁和原子核的激发退激或放射性同位素的衰变过程. 高 Z 物质的特征 X 射线可高达几十 keV, 而最低能量的 γ 谱线 Co^{57} 的 14.4keV 线, Ti^{44} 的 68keV 和 78keV 线也在同一能区. 其余可能的核 γ 射线能量都在数百 keV 至 MeV 量级. 在天体环境下, X 射线还可由其它的物理过程产生, 如高能电子在磁场中的同步辐射过程, 可用相似的探测技术和方法进行观测. 这就模糊了经典的 X、 γ 射线的定义. 通常, 我们把数百 keV 定作 X、 γ 天文研究的交叉区域.

对 X 射线的观测和光子的收集大体可分作两类. 几 keV 以下的软 X 射线可以用光学的方法收集, 在焦平面上配置成像探测器实现光子到电子的转换. 大于 10keV 的硬 X 射线, 由于其波长小于原子的尺度, 辐射的量子特性十分突出, 光子可以以量子态深入到原子内部, 因此, 我们必须采用核探测仪器和观测方法进行观测, 还需用特殊的准直或调制的方法才能实现对 X 源的空间定位. 软 X 射线和硬 X 射线还分别反映了不同的产生机制, 软 X 射线可用热韧致辐射或同步辐射解释, 硬 X 射线的产生多与非热过程, 如非热韧致辐射, 逆康普顿过程相联系. 能谱测量及时变现象的研究则是两类观测都不可缺少的基本内容.

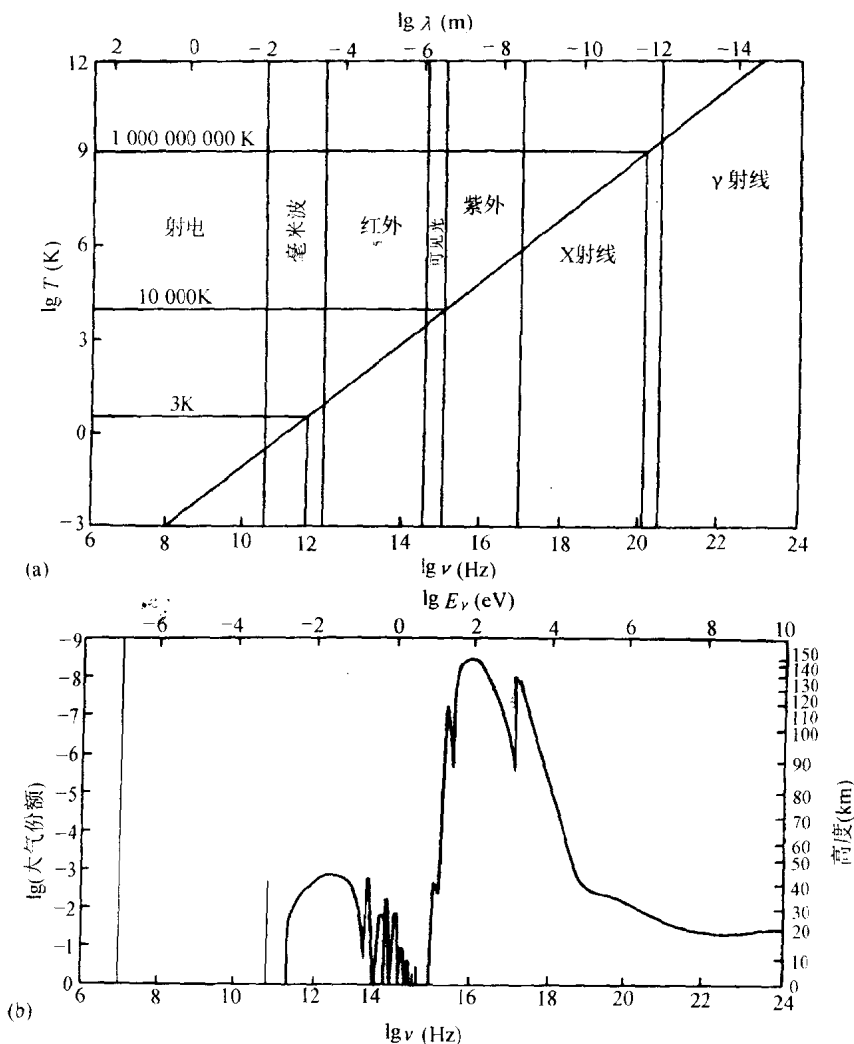


图 3.1 (a) 各天文波段的波长、频率和黑体辐射温度的关系;

(b) 地球大气对各类电磁辐射透明时的高度

(引自 M. S. Longair, 1988)

由于地球大气的屏障作用, X 射线天文观测只能在卫星的高度上进行, 对大于 20keV 硬 X 射线的空间观测, 可采用平流层高

空气球作运载工具,降低到 40km 左右的高度进行,因此,X 射线天文观测的进展与空间探测技术的发展始终是密切关联的.图 3.1 给出了各天文观测波段下几个物理量之间的相互关系,和大气吸收情况的示意图.

本章将从观测的角度扼要介绍高能光子和物质相互作用的原理,各类 X 射线探测器,以及由 X 射线探测器构成天文望远镜的基本方法.最后介绍几个当代典型的 X 射线天文卫星设备.

§ 3.2 高能光子与物质的相互作用

3.2.1 作用概率与吸收系数

与带电粒子和物质相互作用的方式不同,光子和物质的相互作用是一个吸收过程.高能光子通过与物质原子的一次相互作用而损失自身的全部能量,或与核外电子的一次散射作用而损失部分的能量,反映这类作用过程的作用概率可用作用截面 $\sigma(\text{cm}^2)$ 、吸收系数 $\mu(\text{cm}^{-1})$ 、或质量吸收系数 $\mu_m(\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1})$ 表示.

设想强度为 I 的单能平行光子束,在通过厚度为 dx 的物质后,有 dI 个光子发生了相互作用,那么相互作用的概率可表示为:

$$\frac{dI}{I} = - \sigma N dx \quad (3.1)$$

或

$$\frac{dI}{I} = - \mu dx \quad (3.2)$$

或

$$\frac{dI}{I} = - \mu_m dm \quad (3.3)$$

其中, $\mu_m = \mu/\rho$, $m = \rho x$, ρ 为物质的密度,单位为 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, N 为单位体积物质的原子数或电子数,视我们要描述的具体作用过程而定.现以 (3.2) 式为例,对两边积分,可得到初始强度为 I_0 的

单能平行光子束,在经过 x cm 厚度的物质后强度为 I 时的关系式:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.4)$$

于是有相互作用的概率,或说物质的探测效率,作用的概率分布函数为

$$P(x) \equiv p_r(\leq x) = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - e^{-\mu x} \quad (3.5)$$

物质对该单能光子的透过率为 $e^{-\mu x}$,于是作用的概率密度函数为

$$p(x) = \frac{dP(x)}{dx} = \mu e^{-\mu x} \quad (3.6)$$

当物质有厚度 $\tau = 1/\mu$ cm 时,它对光子的吸收概率达到 63.2%,人们又常把 τ 叫作物质对该能量光子的光学深度或衰减长度,可见,吸收系数 μ 反映了物质对光子吸收程度的一个几何尺度.

对(3.1)式和(3.3)式可以类推,显然,三个量之间有相互关系:

$$\mu \cdot x = \mu_m \cdot m = \sigma \cdot N \cdot x = \sigma \cdot N_c \quad (3.7)$$

其中, $N_c = N_x$ 被定义为沿光子入射方向单位截面(1cm²)、长度 x 上的物质原子或电子的总数,又称柱密度.可以看出,质量吸收系数 μ_m 和 μ 一样,都是光子和物质作用概率的一个宏观描述,特别在物质是多元素时,它们反映了光子与各类元素作用的综合效果,可以通过实验来测量.而质量吸收系数 μ_m 则更直接地反映了物质质量的多少,当物质的密度不均匀时,用 μ_m 表征物质的吸收更为方便,例如,我们在考虑大气对 X 射线的吸收时,便是如此.在 40km 高度上,大气深度仅为 3g/cm² 左右,而 30km 高度上,上升为 10g/cm²,到达海平面则为 1000 g/cm² 左右,在这种情况下,我们只关心质量厚度,而并不关心实际的大气厚度或高度,所以在此情况下,只能用 μ_m 来描述.至于 σ 值则直接给出了在单位截面

上入射光子和物质原子或电子发生作用的概率. 因此, 对于光子和物质原子或电子的作用, 分别有

$$N = N_a = N_0 \cdot \rho / A \quad (3.8a)$$

或

$$N = N_c = N_0 \cdot \rho / A \cdot Z \quad (3.8b)$$

其中 A 为原子量, N_0 为阿伏加德罗常量. 在有些情况下, 物质对光子的吸收只能用 σN_c 来描述. 例如, 当我们观测来自银河系外 X 射线源的辐射时, 必须考虑星际介质的视向吸收的影响, 通常用元素的作用截面和视向柱密度, 或等效氢原子柱密度 N_H (氢原子数/ cm^2) 和作用截面表示.

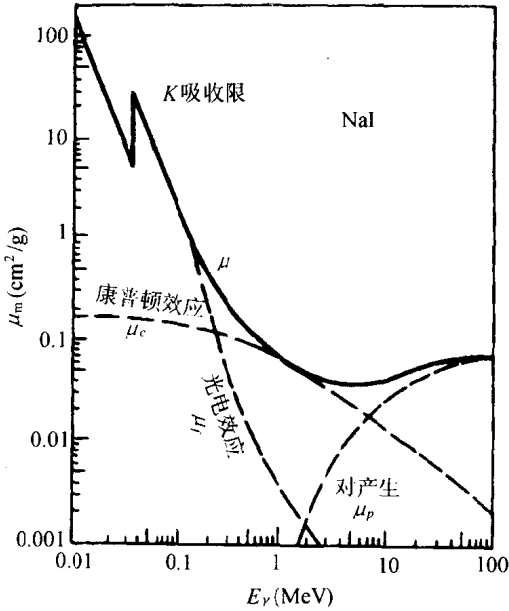


图 3.2 碘化钠的质量吸收系数

当光子和物质作用, 有多种可能的作用过程时, 其总的作用概率是各可能过程作用概率的和, 即

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_p$$

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p$$

图 3.2 则给出了一个典型的光子在碘化钠中的质量吸收系数随光子能量的变化关系。

3.2.2 光电效应

当光子能量大于电子在原子中的结合能时,可以把全部能量交给内壳层中的电子,而使电子脱出,这样的作用过程叫光电效应。打出的电子通常被称作光电子,以示与自由电子的区别。光电子具有的动能等于光子能量减去该电子所在壳层的束缚能,所以,内壳层电子的束缚能大,光电子的动能则相对较低。除了光电子外光电效应还产生一个电离的原子,其内层的空缺很快被外层电子向内层的跃迁,或通过捕获一个自由电子而填满,因而发射特征的 X 射线,或者这一射线又被吸收,再打出相同能量的光电子,称为俄歇电子。如果光电子和特征 X 射线或俄歇电子在探测器物质内损失掉全部能量,所测得的能损即代表入射光子的能量。如果一部分特征 X 射线因探测器太小,或边缘效应而逃逸出去,即会在探测到的能损谱上出现一个逃逸峰,对应能量为 $h\nu - E_k$ 。一般说来电子射程很短,光电子和俄歇电子是可以被物质阻止的。

由于动量守恒条件的要求,光电效应只能发生在光子和束缚态电子之间。通过电子与原子的结合力,把光子的动量变成原子的反冲动量。结合力越强,光电发射的概率越大。所以 K 壳层电子比其他壳层 L, M 层电子具有更大的光电吸收概率。K 层光电子通常可占总光电子数的 80%。在我们研究的数百 keV 以下的能区,光电作用的截面随光子能量的增加而急剧下降,随物质原子序数的增加而急剧上升,大体有如下关系:

$$\sigma \propto Z^5 \cdot (h\nu)^{-\frac{7}{2}} \quad (3.9)$$

此外,在光子能量恰好等于 K, L, M 壳层束缚能时有一阶跃变化。

由于光电效应主要发生在低能光子区和高 Z 物质中,它是 X

射线探测器设计者刻意追求的作用方式,也是 X 天文观测仪器主要的作用原理。

3.2.3 康普顿效应

入射光子和物质中的一个静止电子发生散射,入射光子把一部分能量传递给电子而自己改变了原来的动量和能量的过程,称作康普顿效应.这一过程仅发生在光子和自由电子之间.当光子能量远大于电子结合能时,原子的外层电子也可看作是自由的,散射过程可用弹性碰撞来处理.于是,根据能量、动量守恒定律,可以推出散射后光子的能量 E_γ 、电子的能量(动能) E_e 与入射光子能量 $E_{\gamma 0}$ 的关系,分别为

$$E_\gamma = \frac{E_{\gamma 0}}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (3.10)$$

$$E_e = \frac{\alpha(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} E_{\gamma 0} \quad (3.11)$$

其中, $\alpha = E_{\gamma 0}/m_0c^2$, m_0c^2 为电子的静止质量, θ 为入射光子方向与散射光子方向的夹角,又称散射角.当 $\theta = \pi$ 时,电子获得的能量最大:

$$\begin{aligned} E_{\gamma(\min)} &= \frac{1}{1 + 2\alpha} E_{\gamma 0} \\ E_{e(\max)} &= \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} E_{\gamma 0} \end{aligned} \quad (3.12)$$

康普顿效应的微分电子散射截面,在 θ 方向上单位立体角元内的作用概率可用克莱因-仁科公式(Klein & Nishina, 1929)表示:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c}{d\Omega} &= \frac{e^4}{2m_0^2c^4} \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)^2} \right. \\ &\quad \times \left. \left[1 + \cos^2\theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right] \right] \end{aligned} \quad (3.13)$$

假定入射光子在物质中仅发生一次康普顿散射,而散射电子又在

物质中损失其全部动能,于是观测到的康普顿散射是从 $0 \rightarrow E_{c\max}$ 的连续谱,在 $E_{c\max}$ 对应处有较大的截面,这是连续谱的边界,我们称作康普顿边,如果探测器物质有足够的厚度,使相当一部分光子可以经过多次康普顿散射而损失其全部能量,则在观测能谱上还会有一个全能吸收峰.

康普顿效应在探测器物理中扮演极其重要的角色,在 X 射线天文,比所观测 X 射线能量高的光子会因康普顿效应而混入观测能区,因而造成本底效应,这会降低观测的灵敏度. 有效地抑制这一本底,是 X 射线探测器设计的重要内容之一. 对能量在数百 keV 的高能光子,康普顿效应的作用截面大大超过光电效应的截面,如何提高全能峰探测效率,或由观测的复杂波形解出入射谱,是 X 射线天文及物理数据处理的一个重要内容,其中一个较简单的方法是使探测器有足够的厚度,使光子可通过多次康普顿效应而损失全部能量. 图 3.3 给出了一个典型的反映光电作用和康普顿效应的能谱,可看出全能吸收峰,康普顿边和反散射峰.

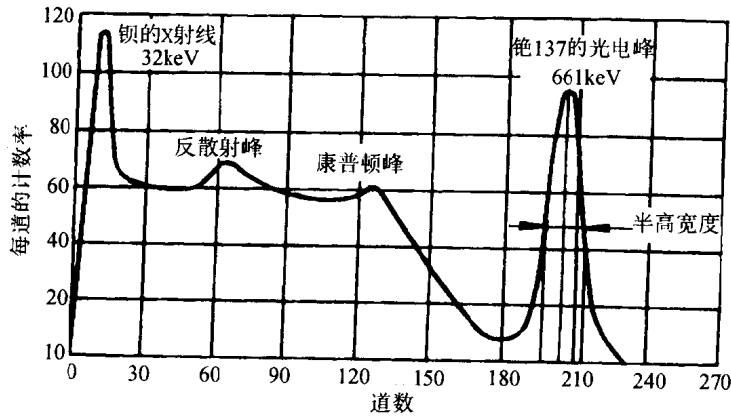


图 3.3 放射源¹³⁷Cs 的脉冲幅度分布曲线

3.2.4 电子对产生

当入射光子能量高于 2 倍的电子静止质量时,在一个核子的

库仑场中随着入射光子的消失会产生一对正负电子,称做对产生效应.可见,对产生效应的阈能是 1.022MeV .随着入射光子能量的增加,正负电子对产生的概率也增大.按照能量、动量守恒定律,产生的正负电子分享入射光子的能量.还有一部分反冲核,动量很小.随后,产生的正电子会湮灭而成 2 个 511keV γ 光子.

3.2.5 小结

光电效应,康普顿散射和电子对产生是高能光子和物质相互作用的主要形式,作用本质极为不同.它们各自在某一能段占主要地位,并和物质的原子序数有关.图 3.4 给出了三种作用分别占优势的区域,其中左边界线代表低能段康普顿作用和光电作用截面相等,右边界线表示高能光子康普顿作用同对产生作用截面相同的区域.

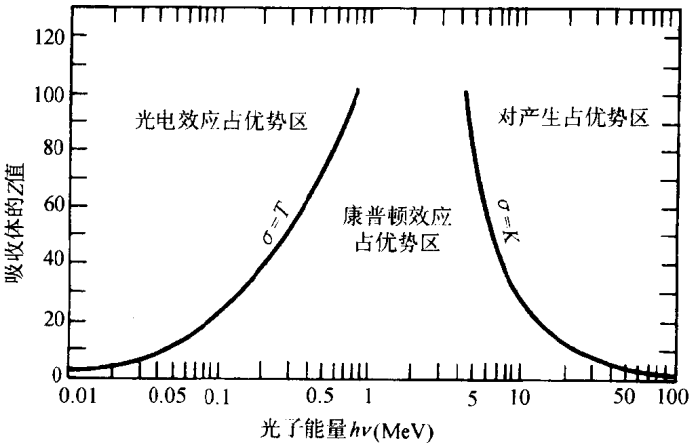


图 3.4 相互作用截面与光子能量、物质原子序数的关系

§ 3.3 X 射线探测器

本节要介绍的是 X 射线探测器的主体部分,即直接与入射 X

射线发生相互作用并把吸收的能量转化为可测信号的部分. 一个 X 射线探测器以其主体探测物质的性质而命名. 入射的 X 射线首先和探测器主体物质发生相互作用, 因光电作用而打出光电子, 因康普顿效应而获得康普顿散射电子, X 射线的能量转化为光电子或散射电子的能量, 然后这些电子会使物质的分子或者原子电离或激发. 不同的 X 射线探测器使用不同的方式测量、收集电离激发的产物. 例如, 用施加电场的方法收集电离电荷的探测器, 有气体探测器和半导体探测器; 用光电倍增管收集退激而发出的荧光的叫做闪烁探测器. 从这些探测器能获得与光子能损成正比的电脉冲信号, 测量脉冲的幅度便可知 X 射线的能量. 电子电离激发产物的涨落会使信号幅度有偏离, 表征这种偏离的量称做能量分辨率. 不同探测器收集过程不同, 对 X 射线的时间响应不同, 因此可得信号的上升时间也是探测器的重要参数. 本节将介绍当代常见的几种探测器及其性能, 但不涉及它们的深层机理, 因为, 每一类探测器的研制都是一门专门的学问, 不是本节的篇幅能够说清楚的.

3.3.1 气体探测器——正比计数器

以气体作为吸收 X 射线的主体物质, 用收集电离电荷的方法构造的探测器叫气体探测器. 正比计数器是这样的一类气体探测器: 在密闭容器中充有一定大气压的以惰性气体为主体的混合气体, 容器内布有一根或多根阳极丝, 围绕这些阳极丝有多根阴极丝、阴极板或阴极筒, 在阳极和阴极之间加上高压电场. 这样构成的探测器, 一般只有单根阳极丝的室叫正比计数器, 有多根阳极丝的便是多丝正比室.

正比室的工作原理可以按三个阶段描述. X 射线和气体物质发生相互作用, 产生的光电子或散射电子使气体分子电离, 所产生的初始离子对数目正比于光子的能损. 通常产生一个电子-离子对的平均能量 ϵ 在 30eV 左右, 所以总的初始电离数为: $N_e = E/\epsilon$, 其中 E 为入射 X 光子的能量. 初始电离的电子在数百伏至数千伏的

高压下向阳极运动,漂移过程中会使气体分子再次电离,电子越接近阳极,电场越强,电离概率就越大,次级电离又会产生更多次级电子和正离子,这种电离不断增殖的过程叫做电子雪崩过程,最后两极收集到的电荷数为 $A \cdot N_e$, A 为雪崩过程放大倍数,又称做气体增益, A 值可到 $10^2 \sim 10^4$. 最后,在电极上得到的信号脉冲的电压为: $\Delta V = -A \cdot N_e / C$, 其中 C 为阳极对地的电容. 这个脉冲信号的幅度与入射 X 射线的能损有正比特性,因而这类的探测器叫做正比计数器.

由于气体探测器的物质量少,为了提高探测效率,往往将气体充至 2~3 个大气压,以增加光电吸收效率. 选择惰性气体作为主要成分是为了达到较大的增益和初始电离数,减少气体中的多原子分子中的非电离能损. 一般充 Ar 的高压气体可测到 10keV 左右的 X 射线,而充 Xe 的高压气体可把能量提高到 40 至 50keV. 通常还要在惰性气体中掺加一些多原子分子如甲烷,二氧化碳或乙醇等作为“猝灭”剂,以吸收惰性气体发出的紫外光子.

气体正比室的能量分辨能力主要由初始电离数和气体增益的涨落决定. 对于充 Ar 的正比计数器,能量分辨的上限由 $\Delta E/E \sim 0.35/\sqrt{E}$ 给出. 实测中充一个大气压 Ar 的正比室在 Fe^{55} 源 5.9keV 线处的典型能量分辨率为 20%; 充 3~4 个大气压 Xe 的正比计数器在 Am^{241} 源 60keV 处的能量分辨率为 10%.

正比计数器的时间响应主要由气体电离后电子的漂移时间决定,与正比室的实际尺度亦有关,对 16mm 尺度的室单元,最大上升时间在 160ns 左右.

正比计数器主要用于观测 1~50keV 左右的较低能量的 X 射线. 低能端的限制往往取决于入射窗口的设计,要求很薄,以获得尽可能高的透过率. 由于总的观测能量低,在气体室内, X 射线主要因光电作用而被吸收. 为了提高观测的有效面积,当代 X 射线探测器往往采用多丝正比室,图 3.5 是一个多丝正比室的示意图,图中 5 根阳极丝(A),可连接在一起,每根阳极丝周围布有多根阴极丝(C)构成多个正比室单元,周围一圈小室单元(ACO)用作反

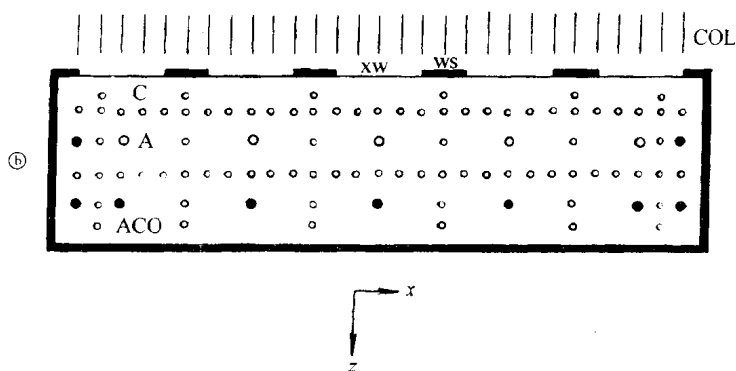


图 3.5 一个多丝正比室的结构示意图

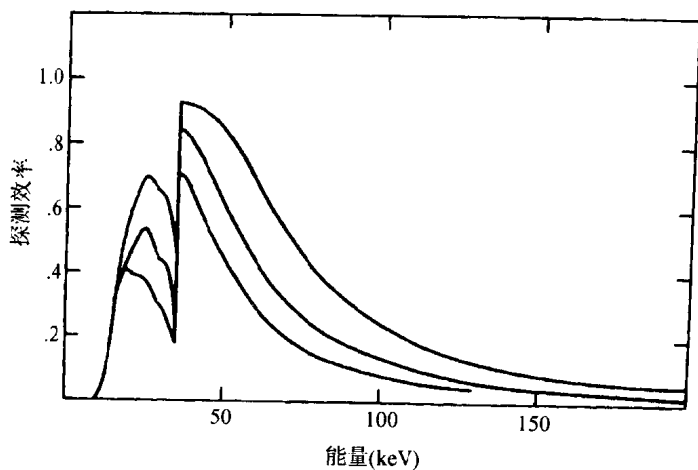


图 3.6 充有 3、5、10 个大气压 Xe 气时的探测效率

符合,以减少本底和因康普顿散射造成的非全能吸收成分,由此提高全能峰吸收效率,前端 xw 代表入射窗, ws 代表窗的支撑结构, COL 是准直器. 图 3.6 给出一个气体探测器在分别充有 3、5、10 个大气压 Xe 气时的光电探测效率,低能端的衰减是由于入射窗的吸收.

多丝正比室是位置灵敏的. 把多阳极丝室的每一阳极和丝分

开,独立地引出各丝的信号,并作测量,便可构成一个在垂直于丝的平面上两维的位置灵敏探测器。

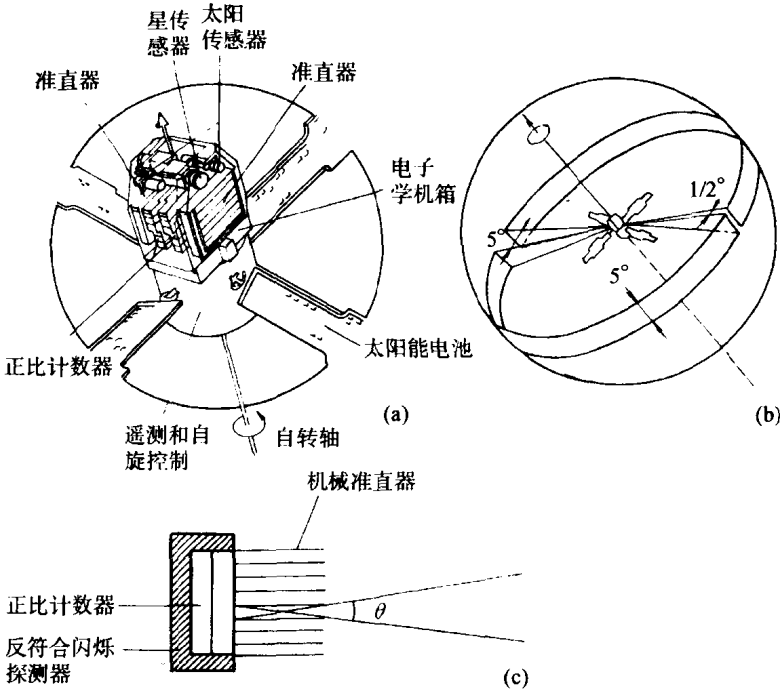


图 3.7 Uhuru X 射线天文卫星及其观测
 (a) Uhuru 卫星;
 (b) 探测器在空中的扫描方式;
 (c) 准直型 X 射线望远镜, θ 为视场角

正比计数器被首先用于空间 X 射线天文观测,世界上第一个 X 射线天文卫星是 1970 年 12 月发射的 Uhuru(自由号)卫星. 卫星上装有两个铍窗正比计数器,探测器观测能区 2~10keV,每个探测器的面积为 840cm²,用机械准直的方法分别构成 0.5°×0.5°和 5°×5°的视场. 探测器被背靠背地装在正交于卫星自旋轴的方向上,卫星采取自旋稳定的姿控方式,每隔 10 分钟自转一圈. 探测器通过扫描方式获得源的位置和强度信息. Uhuru 共发现了 339

个 X 射线源.

3.3.2 半导体探测器和 pn-CCD

基于半导体的 PN 结原理,用半导体作探测的主体物质的探测器叫半导体探测器.与气体探测器不同,半导体探测器利用收集电离产生的电子空穴对直接探测 X 射线,在硅和锗中产生一个电子空穴对的平均能量分别是 3.5 eV 和 2.94 eV ,比气体探测器的平均电离能小一个数量级,因而对同样能量的 X 射线,半导体探测器获得的总电离数高,相对涨落小,能量分辨率就大大提高.当然,无疑半导体探测器的阻止本领强,因而有探测效率高的优点.

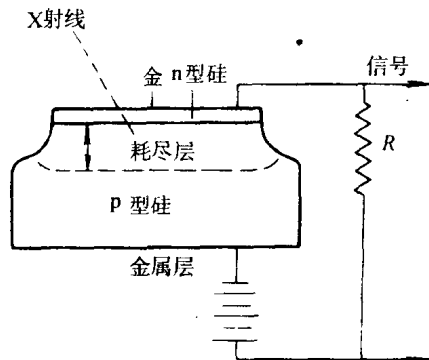


图 3.8 一个硅半导体探测器的示意图

(取自 Enge, 1996)

在一块薄片形 N 型硅的单晶片上蒸涂一层极薄的纯金.当空气中的氧穿过金渗入硅中可形成薄薄的一层 P 型硅,在单晶表面形成 PN 结. PN 结交界区的正负载流子会复合而形成一个无载流子存在的高阻抗薄层,该区有一个由 N 指向 P 的电场存在,这薄层叫做耗尽层.耗尽层是探测 X 射线的灵敏区.在 PN 结两侧引出电极加上反向偏置电压,使其与 PN 结内电场方向一致,会使耗尽层厚度增加.反向偏置电压越高,耗尽层越厚,对 X 射线的探测效率就越高.两侧与 PN 结接触的电极形成的电场会将 X 射线作用

产生的电子空穴对分离、收集而形成可分析的探测信号。上述即是一个金硅面垒型探测器的基本原理,它亦代表了所有半导体探测器的基本原理,它们需要一个以 P 或 N 型物质为主体的 PN 结型二极管、反向的偏置电压以形成耗尽区、电荷的收集和放大系统。一个全耗尽型探测器是指可加的反向偏置电压使耗尽层厚度等于设计的探测器主体物质(又称基底)的厚度,此时可使获得信号的幅度完全正比于入射 X 射线的能量。图 3.8 为一个基本的半导体探测器的结构图,图 3.9 为不同耗尽层厚度的面垒型硅探测器对 X 射线的探测效率。

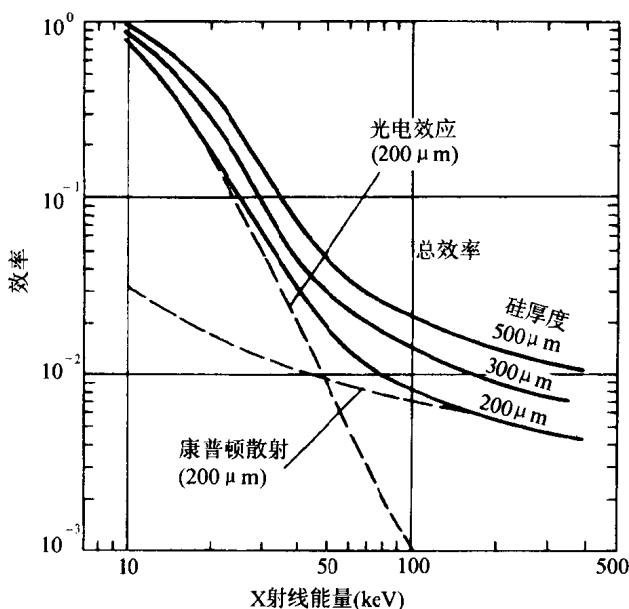


图 3.9 不同耗尽层厚度的硅探测器效率

由于面垒型硅探测器耗尽层的最大厚度有限,如 100V 至 1000V 的反向偏压可得耗尽层厚度仅几百微米至几毫米,而过高的偏压会带来过高的噪声和暗电流,因而人们改用电阻率极高的纯锗作材料,可使耗尽层厚度达到数厘米。如果做成方形或圆柱形探测器,对 X 射线的观测就可达到数百 keV 或数 MeV 能区。为了

保持探测器的低噪声,高纯锗探测器需要工作在低温(77°液氮)环境下.近年来人们致力于开发新型化合物半导体探测器,如 CdTe, CaAs 和 HgI₂ 等,他们可工作在室温下,而且还有因原子序数高而探测效率高的优点.

由于半导体探测器不能做大,它们在 X 射线天文中的应用受到相当的局限,然而,近二十年来,CCD 技术的发展和 pn-CCD 的问世,它们在软 X 射线成像技术上的应用,使软 X 射线天文观测提高到一个新的水平.

CCD,全称叫电荷耦合器件,是一种由许多互相隔离的微型单元排成阵列的二维位置灵敏半导体探测器(Kitchin,1984).每一个微型单元都是一个以 P 型硅作为基级的金硅面垒型半导体探测器或半导体二极管.正电极与 P 型半导体基底物质由一层薄薄的金属二氧化硅物质隔离,在电极上加一个很小的正电压,便会在基底上形成空穴耗尽区,并在电极下方与约 10nm 的薄层内累积电荷.在一个大的 Si 片基底上做这样的微型小单元阵列,采用某种周期加电的方法便可在一个主电极上顺序读出在各个小电极上累积的电荷,因而可测量入射光子的位置和强度.CCD 的基片很薄,加的电压很小,提供输出信号的中心电极为 10V,其它各小电极的电压为 2V,所以只能探测 400nm~1100nm 的可见光,量子效率在 750nm 处接近 70%.CCD 芯片不可能做大,一般商用产品多在 $2.7 \times 2.7 \text{cm}^2$ 以下.

现代技术的发展使 CCD 用于 X 射线探测成为可能,显然,这应该是因为做出了可有较厚耗尽层的 CCD.德国马普学会的地外科学研究所的实验室中,已研制成功 $6 \times 6 \text{cm}^2$ 的单个 pn-CCD 设备.它把 12 个 $3 \times 1 \text{cm}^2$ 的独立的 pn-CCD 器件单元做到同一个基底上,每一单元块上有 200×64 个位置单元,并且把第一级电荷放大也做在与 pn-CCD 同一个基级上.这样的器件,可有 $30 \mu\text{m} \sim 300 \mu\text{m}$ 的位置分辨,对 10keV X 射线有 90% 的探测效率,还有快速的顺序读出响应(4ms)、低的噪声(等效噪声电荷 ENC $5e^-$)和读出噪声($2e^-$)等.这是当代最高水平的高分辨位置灵敏探测器.

它已被应用于 XMM 卫星的软 X 射线成像系统中。

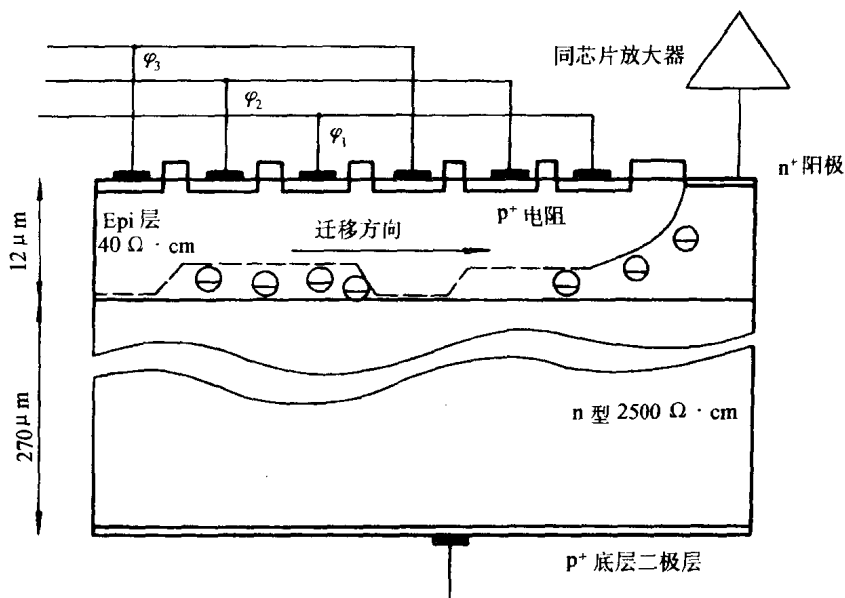


图 3.10 pn-CCD 的结构示意图

3.3.3 闪烁探测器

通过收集和测量受激原子退激时发出的可见光(又称荧光)的方法探测 X 射线或带电粒子的探测器叫闪烁探测器. 典型的闪烁探测器由闪烁体、光电倍增管和相应的电子学系统组成. 图 3.11 为一个闪烁探测器的结构示意图. 闪烁体是探测 X 射线的主体物质, 它们是渗有激活物质的无机或有机晶体, 有多个参数可表征它们的物理特性(见表 3.1), 其中波长响应曲线或峰值波长, 反映发出可见光的波长范围, 这里要说明的是闪烁体在作用点处发出的荧光是各向同性的; 发光衰减时间(τ)反映原子退激发光过程的时间特征; 发光效率 η 反映与一个确定能损相对应产生的可见光部分所占能量的份额(通常铯激活碘化钠($\text{NaI}(\text{Tl})$)为 10%左右, 对其他的闪烁体, 人们习惯于用相对于 NaI 的相对发光效率表示);

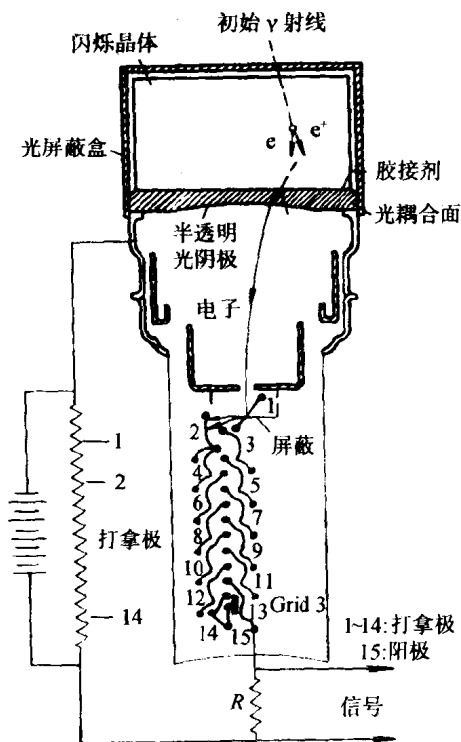


图 3.11 一个闪烁探测器的结构示意图

还有一个指标是光衰减长度,反映闪烁体的透光特性;有的闪烁体还有吸湿性质,需要在密封防潮的措施下才能使用.为了有效地收集测量所产生的荧光光子的产额,需要研制特定的容器或物质对闪烁体进行包装,或研制特定的光耦合系统(又叫光导)以便最大限度地收集光子,并将光子引导到光电倍增管的光阴极.光电倍增管(PMT)是收集光子并将其转换、放大为可测电信号的器件,光子与光阴极作用打出光电子,光电子在 $1\sim 2\text{kV}$ 量级的高压电场下运动,经多个金属打拿极打出的电子数目逐级倍增,最后到达阳极时一个光电子可倍增至 10^5 个以上个电子.阳极上获得的信号经前置放大器变成可供电子学系统测量的脉冲信号.现在商业生

产的光电倍增管有许多型号可供选择,它们的量子效率(QE)最大可到 25%,管子增益约 $10^6 \sim 10^7$ 倍,可测到单个光电子信号,适合于各种波长响应的闪烁体。

表 3.1 常见闪烁体的物理性质

材 料	峰值发射 波长(nm)	发光衰减 时间(μ s)	折射率	密 度 ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)	相对发光 效率%	吸湿性质
NaI(Tl)	410	0.23	1.85	3.67	100	有
NaI(77K)	303	0.06	—	3.67	190	无
CsI(Na)	420	0.63	1.84	4.51	85	有
CsI(Tl)	565	1.0	1.80	4.51	45	无
CsI(77K)	400	0.18	—	4.51	220	无
CsI(300K)	310	0.01	—	4.51	~ 10	无
LiI(Eu)	480	1.4	1.96	4.06	35	强
CaF ₂ (Eu)	435	0.9	1.44	3.19	50	无
BGO	480	0.30	2.15	7.13	12	无
CsF	390	0.005	1.48	4.11	10	有
BaF ₂	220	0.0006	1.49	4.88	5	无
	325	0.63	1.49	4.88	15	
CaI ₂ (Tl)	400	1.0	—	3.96	110	有
KI(Tl)	410	1	—	3.5	25	无
CdWO ₄	480	5	2.3	7.9	40	无
ZnWO ₄	480	5	2.14	7.8	28	无
CeF ₃	340	0.027	1.62	6.16	6	无
GSO(Ce)	430	0.06	—	6.71	20	无
Li 玻璃	250	0.02	—	—	4	无
Ar (1bar)	250	0.02	—	0.0018	4	—
Xe (1bar)	330	0.02	—	0.0059	~ 20	—
NE102A	423	0.0024	1.58	1.032	30	无
NE110	406	0.0033	1.58	1.032	30	无

要了解闪烁体的能量分辨能力,需要分析获得信号的整个过程. 设想 NaI(Tl)探测器,能量为 E_X 的 X 射线在 NaI(Tl)中产生一个蓝光光子的能量为 $\epsilon=3\text{ eV}$,晶体的发光率效为 η ,探测器光收集效率为 η_1 ,于是,在 PMT 光阴极上可产生的光电子数为

$$n_e = \frac{E_X}{\epsilon} \cdot \eta \cdot \eta_1 \cdot (QE) \quad (3.14)$$

光电子经 PMT 放大,当第一打拿极的倍增系数为 δ_1 ,其他 $(n-1)$ 级的为 δ 时,输出幅度为

$$V = \frac{Q}{C} = n_e \cdot \delta_1 \cdot \delta^{n-1} / C = n_e G / C \quad (3.15)$$

C 为 PMT 阳极输出电容.探测器的能量分辨能力,便由上述各过程中的统计涨落而决定,最终取决于光电子数和第一打拿极的倍增系数.采用常规的关于能量分辨率的定义,即测量的脉冲幅度分布的半极大处的全宽度与峰值幅度之比 $R(\text{FWHM})$,那么, R 值可表示为

$$R(\text{FWHM}) \equiv \frac{\Delta V}{V_{\max}} = \frac{\Delta E}{E} = 2.36\sigma = 2.36 \sqrt{\frac{F}{n_e} \left(1 + \frac{\delta}{\delta_1(\delta - 1)} \right)} \quad (3.16)$$

其中 F 为法诺修正因子.与半导体探测器相比,闪烁体的电离能在 300 eV 左右,比气体探测器高一个数量级,加之其信号的获得经历了许多步统计涨落过程,因而能量分辨率比气体探测器还要差,当然更不如半导体探测器,中科院高能所最近研制的一个 $\varnothing 12.5\text{ cm} \times 1.2\text{ cm}$ 的 NaI(Tl)探测器,经过精心设计,达到了对 Am^{241} 放射源 60 keV X 射线的能量分辨率 $\leq 20\%$.但是,由于闪烁探测器有可能作成任意形状、任意大小,价格合理,探测效率高等优点,在硬 X 射线天文文中仍然占有十分重要的地位.

Phoswich 探测器是闪烁探测器的一种典型的应用.把 NaI(Tl)和 CsI 两种晶体光学地耦合在一起,用 NaI 做为主探测器,

CsI 作为背面本底的主动式反符合屏蔽,由于两个晶体的发光衰减时间不同,输出信号的上升时间也就不同,用一个光电倍增管与 CsI 另一面耦合,同时收集两个晶体发出的荧光光子,用脉冲形状甄别的方法可分离出这两个晶体的信号,用分离出的 CsI 信号做门信号,与 NaI(Tl)信号反符合,便可有效地抑制康普顿散射引起的本底,这样的复合式闪烁探测器被广泛地应用到硬 X 射线天文观测中. 带电粒子在闪烁体中沿运动路径的能量损失是($\frac{dE}{dx}$),比在确定位置损失能的 X 射线也有较慢的上升时间,所以,脉冲形状甄别的方法还可被用来区分 X 射线和带电粒子,抑制宇宙线粒子造成的背景计数.

总的说来,在 X 射线天文观测中,闪烁探测器有以下三种应用:作主探测器,运用于高于 20keV 硬 X 射线能区;做主探测器的反符合屏蔽,或作成 NaI/CsI Phoawish 类型的硬 X 射线探测器,或做气体探测器、半导体探测器的屏蔽层,包围主探测器的非孔径部分,都可有效地抑制康普顿效应产生的本底和宇宙线带电粒子本底;做单纯的带电粒子屏蔽,例如,用薄片形塑料闪烁体(PS),置于有效孔径的正前方,对 X 射线有很高的透过率,而穿透性宇宙线粒子在 PS 和主探测器中都有信号,可用反符合方法去除.

3.3.4 微通道板(MCP)探测器

微通道板(MCP)器件是一种可用于 EUV 和软 X 射线放大和成像的器件,它的功能类似于 CCD,但是原理却与 CCD 完全不同. 设想一块金属薄板上有大量打通的小孔,每个小孔为一通道,直径不超过 $25\mu\text{m}$,薄板上表面是一个电极,并覆盖有光电子发射物质,在上表面的电极上相对于下表面加有 $1\sim 2\text{kV}$ 高压后,入射光子在上表面打出的 $1\sim 2$ 个光电子,会进入最近的小孔,在高压下多次和小孔管道壁碰撞,电子被加速倍增,最终会倍增到 $10^4\sim 10^5$ 个电子从管道底部喷出,采用常规的成像观测技术取出从各孔喷出的电子,便可得入射光子的位置、能量信息. 可见,微通道板

采用的是与光电倍增管相同的原理. 用成千上万个微型电子倍增管可以测出入射光的位置, 如果在 MCP 的上表面镀一层 CsI 闪烁体, MCP 就是一个两维的位置灵敏闪烁探测器. 至于底部信号引出, 可采用荧光屏幕直接成像, 或硅光二极管和阻容阵列用硬件方法读出, 有时, 将引出的信号送入第二个 MCP, 或继而送入第三级 MCP, 可实现多级倍增, 获得更高的放大倍数.

MCP 被用作极软 X 射线成像系统的焦平面探测器, ROSAT 卫星上的 X 射线望远镜(XRT)和 XUV 宽视场照相机(WFC)的焦平面都使用了微通道板探测器. 以 WFC 的为例, WFC 的视场角 5° , 孔径直径 57.6cm, 焦平面上用了 2 个有一定曲率 of MCP 器件, 在前面作主探测的 MCP 的入射表面覆有一层 14000 Å 厚的 CsI 光阴极, 以增加对 XUV 的探测效率, 观测能区 0.02 ~ 0.2keV; MCP 的直径 5.5cm, 有效区域直径 4.5cm, 曲率半径 16.5cm, 每通道直径 12.5 μ m, 有效开放面积 63%; WFC 焦平面的标度因子为每角分 160 μ m, WFC 的有效角分辨在 0.04keV 为 1.7', 可见设备的角分辨主要由镜子决定, 与镜子相比 MCP 已是足够地精确.

§ 3.4 空间 X 射线的定位和成像观测

一个天文望远镜的构成包括孔径, 探测器和探测器电子学三个部分. 本节讨论孔径的构成. 在 X 天文观测中, 只有软 X 射线能区还可以采用光学原理构成孔径, 对数 keV 以上的硬 X 射线能区光学方法已不适用. 因此, 孔径的概念被扩展了, 孔径是使 X 射线探测器具有定位和成像能力的设备、器件或方法. 本节会举一些实例, 介绍与各类孔径相关的当代几个重要的 X 射线天文望远镜设备.

3.4.1 准直型探测器和向源背景观测方法

用金属薄片作成格栅形或蜂窝形的准直器, 置于探测器入射

表面的正前方,使只有进入准直器规定角度的 X 光可以通过,这就构成了孔径.这样的孔径一般是三角形的,即对正入射的 X 射线有最高的效率.通常把准直器的半张角(FWHM)定义为准直器的孔径或视场角 FOV(图 3.7c),可用公式 $2\text{tg}^{-1}\frac{d}{D}$ 表示, d 为准直器孔径的尺度, D 为准直器的高度.一般说来,这类探测器的半张角在 $1^\circ\sim 3^\circ$ 左右,一个好的准直器的设计应是有效地抑制设计孔径以外角度入射的背景光子,和尽可能低的面积遮挡,获得尽可能高的有效观测面积.

为了有效地抑制周围的 X 射线造成的背景,需要在探测器的周围和背面加上反符合屏蔽,或用重金属吸收 X 射线(被动式屏蔽),或用闪烁体作主动式反复合屏蔽.反符合技术可以排除掉在主探测器和屏蔽层内部都产生信号的带电粒子或高能光子的康普顿散射事例,是准直型望远镜技术的重要组成部分.

准直型探测器的应用很广,如前所述,Uhuru 卫星上的 X 射线探测器便是采用准直的方法.以后,随着软 X 射线区光学望远镜技术的发展,准直型探测器主要用于硬 X、软 γ 射线能区,对已知源的定位观测或扫描方式巡天,例如,90 年代 CGRO 卫星 OSSE 探测器便是一个典型.

OSSE 是一个准直型闪烁谱仪,由四个相同的 NaI(Tl)和 CsI(Na)组成的复合型(phoswich)探测器单元组成,观测能区 $0.1\sim 10$ MeV,每个单元的准直器构成 $3.8^\circ\times 11.4^\circ$ 的视场角,每两个单元为一组,当一组向源观测时,另一组同时做背景观测,2 分钟后,两组的任务再反过来,使每一组探测器都同时有向源和背景的观测数据,避免数据处理时的系统偏差.

准直型探测器的定位观测采用向源-背景方法进行,设想使探测器孔径指向待观测天区(源),有效观测时间 T_{on} 内获计数 N_{on} ,而后转变探测器方向使其指向目标天区附近的背景区,观测时间为 T_{off} ,获计数 N_{off} ,可从下式获得目标天区的计数 N_s 和相应的能谱.

$$N_s = N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}}$$

其中, $\alpha = T_{\text{on}}/T_{\text{off}}$, $R_b = N_{\text{off}}/T_{\text{off}}$ 应为背景计数率,但实际上,要看背景天区的选择是否合理. 一般的向源背景观测方式取 $\alpha = 1$, 这时探测器的最小可测通量 F_{min} (计数 $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) 可用下式表示:

$$F_{\text{min}} = \frac{2S}{AT} \sqrt{N_b} = \frac{S}{A} \sqrt{\frac{4R_b}{T}} \quad (3.17)$$

T 为总的向源背景观测时间, A 为有效面积, 含探测效率在内, S 为显著性水平, R_b 为背景计数率. R_b 来自两个部分, 一是仪器的固有本底, 一是进入孔径的弥漫 X 射线背景部分. 向源背景观测的缺点是背景测量与向源观测是不同时、不同位置的, 有时会因此而造成系统误差.

3.4.2 软 X 射线成像观测

能量小于数 keV 的软 X 射线, 可利用其波动特性, 用光学方法构成孔径. 最常用的方法是用 WOLTER I 型掠入射望远镜. 这类镜子采用高度抛光的金属表面, 当 X 射线入射角接近 90° 时, 会被反射, 可有 50% 的效率. 用深度抛物面和双曲面组合构成一个环状扇面的镜子, 入射孔径是一个薄环, 只有入射到抛物面上, 然后再到双曲面环上的 X 射线可被聚焦. 为增加孔径的有效面积, 将几个同焦而不同半径的这类环嵌套在一起, 在焦平面上放置位置灵敏探测器, 可记录在 1° 天空范围内入射 X 射线的像. 望远镜的空间分辨能力由镜子的聚焦能力 (畸变, 色散程度) 和焦平面位置灵敏探测器的位置精度而定, 早年的卫星如 HEAO- II 采用位置灵敏正比计数器, 以后的许多卫星使用了 pn-CCD 和 MCP, 角分辨能力最好的可做到 0.5° .

另一类光学孔径是掠入射反射光栅和 Bragg 谱仪, 它们既是构成孔径的器件, 又是直接的探测器. 在软 X 射线天文中, 光栅是由一个薄金属膜沉淀到一个对 X 光透明的基底上做成的, 没有被金属沉淀的条状区就是透射光栅. 反射光栅的光栅表面被做成某

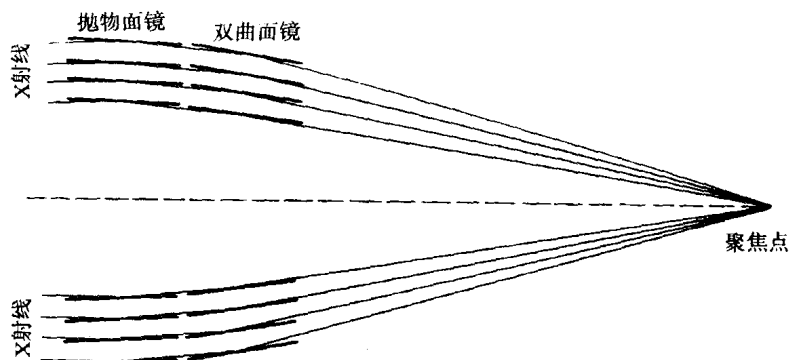


图 3.12 Wolter I 型掠入射望远镜示意图

种锯齿状,在掠入射时,光栅会使一个特定波长的光反射指向一个特定的方向.当 X 光相对于光栅平面入射角为 θ 时,相对于光栅平面的反射角为 $\theta + \phi$,这样的光栅叫闪耀式反射光栅.它将入射的 X 射线偏转方向并按波长分开,在偏转方向的新焦平面上放置 CCD,便可测出入射 X 射线的谱. Bragg 谱仪也有分光功能, Bragg 谱仪可用一个晶体产生已知波长的单色辐射.晶体中原子的平面是分离的,不同的入射点,反射后的路径不同,符合公式 $\Delta p = 2d \sin \theta = m\lambda$, Δp 为光程差, d 为光栅间距.如果一个晶体被一束混合波长的 X 射线照亮,那么在一个角度上,只有满足上述公式的那个波长的 X 射线会被反射,反射出去的波长是单色的.对 1 级反射 ($m=1$),反射波长 $\lambda_0 = 2d \sin \theta$.如果把晶体作成有曲率的,那末所有波长的 X 射线都会被反射,可用位置灵敏探测器测量,所以 Bragg 晶体也是一个分光计.

软 X 射线天文望远镜的发展已经经历了 20 多年,1978 年发射的 HEAO- II 卫星,1983 年发射的 EXOSAT 卫星,1990 年发射的 ROSAT 卫星,和 1999 年即将发射的 AXAF 和 XMM 卫星上,都装有软 X 射线天文望远镜.20 年来望远镜的孔径越做越大,焦平面上的探测器越做越精,至今已可做到 0.5 角秒的角分辨.表 3.2 对四个天文卫星上的主望远镜性能做了比较.其中,AXAF 用

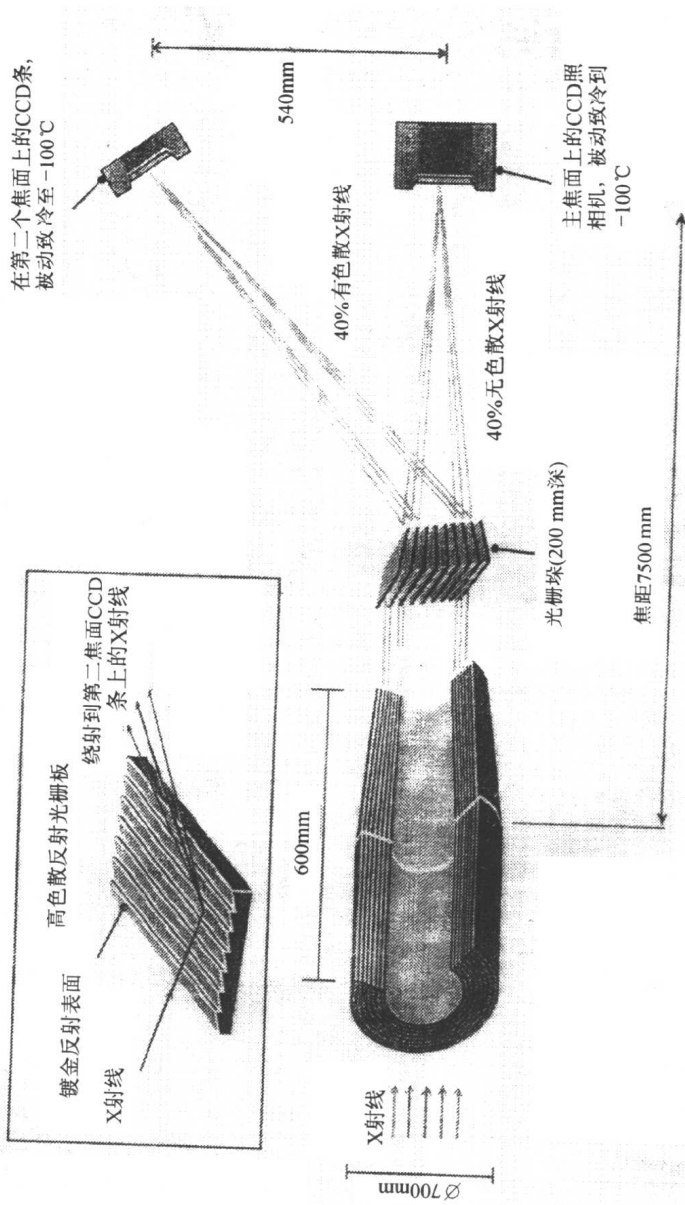


图 3.13 XMM 卫星的一个天文望远镜的结构原理图

上了所有的软 X 射线探测器,包括 CCD 成像,微通道板,布喇格晶体谱仪,低能和高能透射光栅等.图 3.13 给出了 XMM 卫星天文望远镜的结构示意图,图 3.14 给出了卫星的整体结构图.XMM 卫星的 X 射线望远镜是至今为止灵敏度最高的谱仪望远镜,采用了三个 Wolter I 型主镜,每一个镜都用一个 pn-CCD 作主焦平面的成像观测,把能区向高端扩展到 10keV 左右,每镜有 58 层环状孔径.提供 4400cm^2 的有效几何面积.三个主镜中有两个还附加了光栅系统.在光线聚焦的路径上用高色散反射光栅截留 50% 的信号并将光线偏转,在第二焦平面上放置 MOS-CCD 作光谱测量.XMM 卫星望远镜将是 20 世纪以来最好的 X 射线成像光谱型望远镜.图 3.15 给出了 XMM 卫星的轨道参数.

表 3.2 几个重要卫星上的软 X 射线天文望远镜

卫 星	HEAO- I (Einstein)	ROSAT	AXAF	XMM
望远镜				
主镜名称	HRI	XMA	HRMA	
主镜直径(cm)	58	84	1200	70
焦距(m)	3.4	2.4	10	7.5
镜筒层数	4	4	6	58
总面积(cm^2)	469	1141	1700	4425
焦面探测器	2 级 CsI/MCP PSPC	CsI/MCP PSPC	CsI/MCP CCD Bragg 分光仪 透射光栅	pn-CCD 闪耀式光栅 + MOS-CCD
观测能区(keV)	0.1~4	0.1~2.4	0.1~10	0.25~12
现场角	1°	2°	1°	0.5°
角分辨	4"	3"	0.5"	1"~4"
发射年代	1978.11	1990	1998	1999
可测 X 源数目	1000	10^5	10^6	10^6

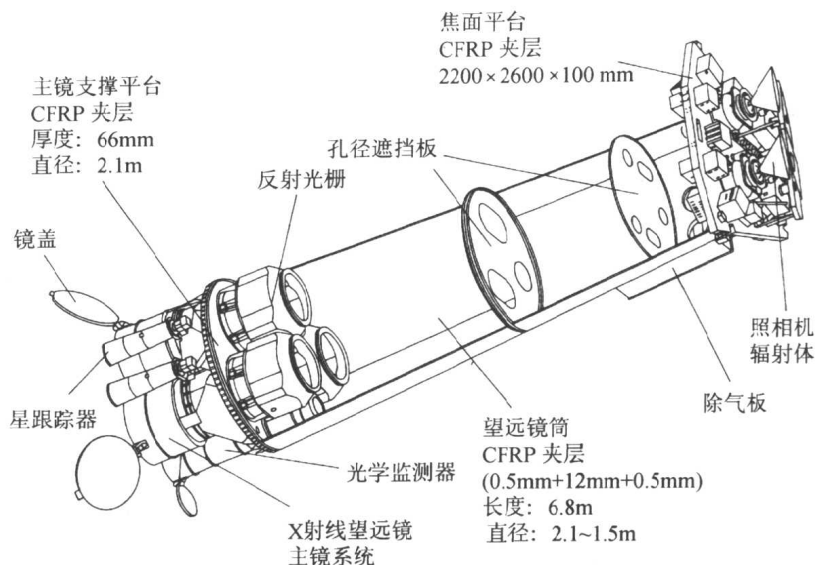


图 3.14 由三个望远镜组成的 XMM 卫星整体结构图

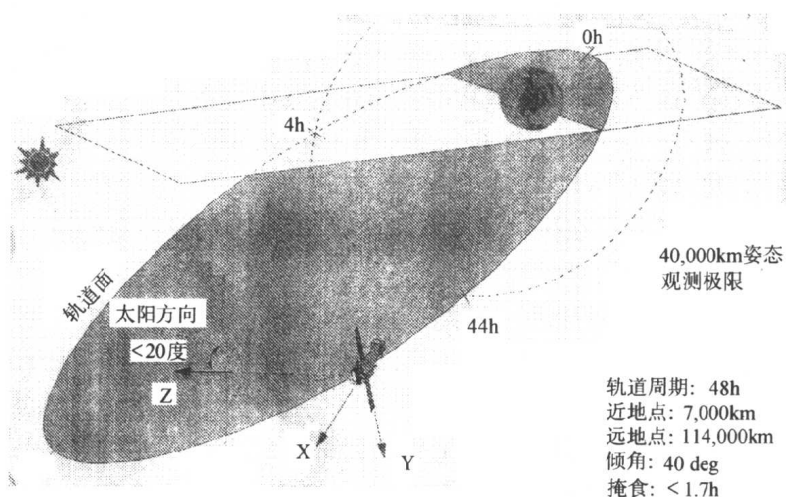


图 3.15 XMM 卫星的轨道参数

3.4.3 调制型成像技术

调制型成像技术的基本思路是:用硬件方法研制调制型的准直器和相应的探测器,使所观测天区的强度分布或源的强度信息受到时间或空间的调制,而对视场内各向同向性的背景计数部分不作调制,只成为白噪声;然后用软件方法进行后处理,反解受到调制的观测信号.调制型成像技术可同时实现宽视场和源的高精度定位观测,背景和源信号的同时、同方位测量.对于不能用光学方法收集的硬 X 射线能区,调制方法是唯一的可实现成像的方法.

1. 板条型和旋转调制成像技术

1965 年 Oda 提出了采用板条型准直器通过扫描观测实现一维成像的方法.以后 Schnopper(1968)在此基础上发展了旋转调制准直(RMC)方法,这一方法的原理可从图 3.16 看出.设想在探测器入射面的上方放置双层板条状或丝栅状的准直器,栅间距和栅条宽相等,假设都为 d ,两层栅之间的距离为 D ,准直器宽度为 W ,可提供的视场角为 $\text{tg}^{-1}W/D$.在天文观测中,可以把天体的入射光看作平行光,因此,当这种准直器在垂直于栅条方向上作扫描运动时,便对一定入射方向的光线作出了调制.调制信号如图的下方所示,角分辨(FWHM)为 $\theta \simeq \text{tg}\theta = d/D$ (当 $d \ll D$ 时).如果让这样的丝栅状准直器在探测器上方作旋转,那么在视场中源的位置以转动轴为中心相对于准直器有一运动,使源的强度受到一个类正弦的调制,准直器转动一周,相对于转动轴位置不同的源受格栅调制的频数不同,因而周期也不同.RMC 把源的位置信息转变为强度随时间变化的信息.RMC 的设计一旦确定,调制函数也就确定,因而就可反解出源的强度.旋转调制型望远镜通常被安装在自旋稳定的卫星上,通过卫星的自转实现旋转调制观测.需观测的能区决定了准直器的设计,一般用钨丝做成的丝栅状准直器,只适用于较低能区.1979 年日本发射的第一颗名为天鹅的小天文卫星,就是一个自旋稳定的小卫星,重量 97kg,自转周期 10s,装有 6 个铍

窗正比计数器,每个面积 $30\sim 70\text{cm}^2$ 不等,观测能区 $0.1\sim 30\text{keV}$,有四个计数器指向与自转轴一致,其中 2 个带有粗调制准直器,定位精度 0.5° ,另外两个用细调制准直器,定位精度几个角分.还有一个硬 X 射线闪烁计数器,用 $\varnothing 45\text{cm}\times 3\text{mm}$ NaI(Tl) 作主探测器,覆盖能区 $10\sim 100\text{keV}$, NaI 探测器上放的栅条形准直器形成的视场为 $4.4^\circ\times 10.0^\circ$.

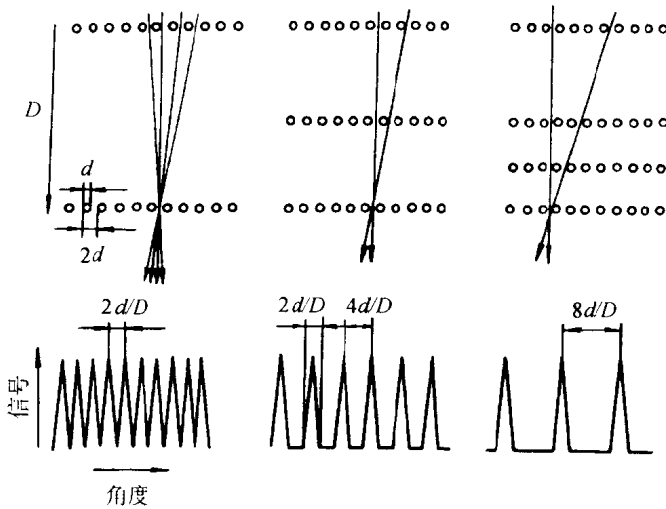


图 3.16 丝栅状准直器的一维调制原理

旋转调制的方法简便,对探测器无特殊要求,至今仍得到广泛应用,当代的 X 射线设备中,常根据这一原理做成全天 X 射线监测器,观测并确定暂观源及其位置,或监测宇宙 γ 射线暴等.旋转调制方法的缺点是较难实现对弥漫源或复杂天区的成像.

2. 编码孔径成像技术

编码孔径成像技术最初起源于针孔成像的思想.设想在一个位置灵敏探测器的前方,放置一块带有针孔的遮挡板,使 X 射线只能从孔内通过.于是天区的强度分布通过针孔投射到位置灵敏探测器上,便可获得天区强度的像,像的分辨能力取决于针孔的大小和位置灵敏探测器的位置分辨能力.单个的针孔观测面积太小,

于是便想到挖许多针孔,如果使这许多针孔的排列方式唯一,比如按某种编码方式构造遮挡和穿透部分,做成相同大小的小方块,分别用 0,1 表示小方块的遮挡和透明功能,遮挡板即成了编码孔径板.从单一方向入射的 X 射线会在位置灵敏探测器上投射出码板的阴影,入射方向不同,阴影位置便不同,在有多种方向 X 光入射时,在探测器上得到的便是这些阴影的叠加,经码板 $A(i, j)$ 调制后的天区强度 $F(i, j)$ 的像 $D(i, j)$,应是调制函数和天区强度分布的相关函数:

$$A \otimes F = D \quad (3.18)$$

在有源的方向上 $D=F$,对于弥漫背景,得到的是白噪声.码板的设计方式有许多种,如果设计一种码板,使其自相关函数 $A \otimes A = 1$,通过相关分析方法便得天区的强度分布 $F = A \otimes D$.因此,编码孔径技术的关键是需要有高占空比(提供高探测几何面积)、设计优良的码板,和位置灵敏的探测器,如果使码板距探测器表面距离为 D , d 为码板单元和探测器位置分辨单元之中相对较大的那部分的尺度,那么角分辨也为 $\tan^{-1} \frac{d}{D}$,视场由探测器的尺度如半径 R 决定,半张角(FOV)为 $\varphi = 2 \cdot \tan^{-1} \frac{R}{D}$.

在硬 X 射线能区,编码孔径技术的第一个典型应用是装在 GRANAT 天体物理卫星上的法国的 SIGMA 望远镜(Mandrou, 1990),它的位置灵敏探测器沿用了医学上采用的 Anger 照相机的原理,用大面积薄板形 NaI(Tl)晶体,光学耦合到 61 个六角形的光电倍增管上,构成 797cm^2 的观测面积,晶体厚 1.25cm,覆盖能区 35~1300keV.由于晶体薄,入射的 X 射线被吸收后发出的各向同性的荧光,因作用点位置不同,对光电管张的立体角便不同,能收集到的荧光强度也就不同,用这个方法,可实现对能量为 20keV 的 X 射线 5mm 的位置分辨能力,对高于 100keV 的 X 射线,位置分辨可改善到 1~2mm. SIGMA 望远镜的码板用 1.5cm 厚的钨制成,用了 49×53 个码单元,基本图形大小为 29×31 单

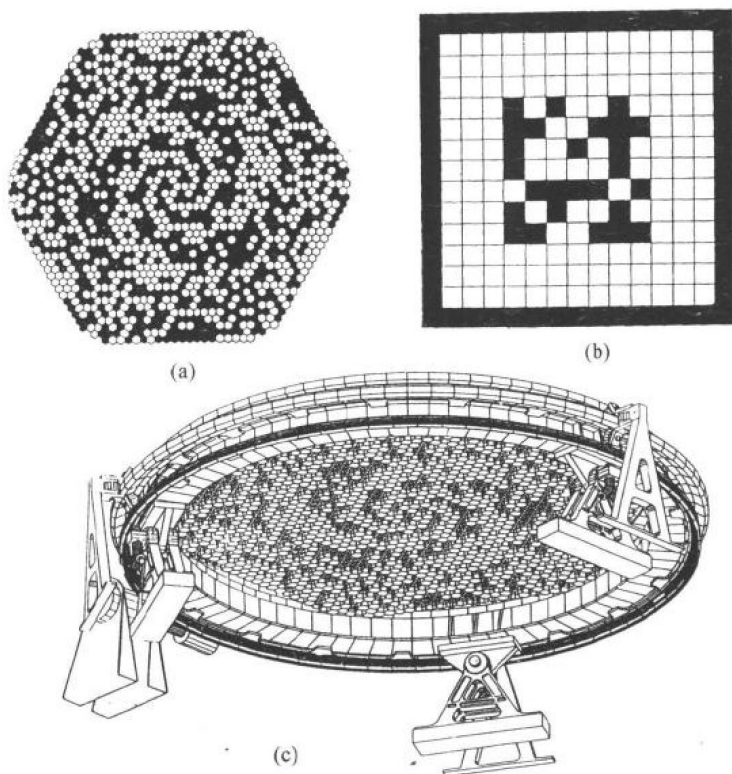


图 3.17 INTEGRAL 卫星上的编码孔径

(a) IMAGER;

(b) SPECTROMETER;

(c) IMAGER 的编码板结构图

元, 每个单元 $9.4\text{mm} \times 9.4\text{mm}$, 码板排列图形采用了 Fenimore (1978) 提出的 URA 设计方法. 编码板被放到距探测器 2.5m 的远处, 提供视场 $4^\circ.70 \times 4^\circ.30$, 像分辨能力 15 角分. 整个探测器孔径的窗口处使用了一块 5mm 厚的塑料闪烁体作带电粒子屏蔽, 码板和探测器之间用厚度分别为 0.5mm 的铅、 0.1mm 钽和 0.4mm 锡组成复合式主动型屏蔽筒, 在探测器的周围和底部用了 31 块 CsI(Tl) 晶体拼装成的圆环和圆底组成的桶形的主动式屏蔽, 表面

积达到了 19200cm^2 ,反符合部分共用了 64 个光电倍增管.可见,要实现硬 X/软 γ 能区的成像,所需的望远镜的规模是很大的,技术也很复杂.同样在 GRNAT 卫星上还有 1 个前苏联制造的编码孔径 X 射线探测器,用 4 个同一的位置灵敏正比计数器(PSPC),观测能区 $4\text{keV}\sim 100\text{keV}$,视场 $1.8^\circ\times 1.8^\circ\text{FWHM}$,用每单元 2mm 见方 1.5mm 厚的铜制码板,置于 1.32m 远处,角分辨能力可做到 6 角分.

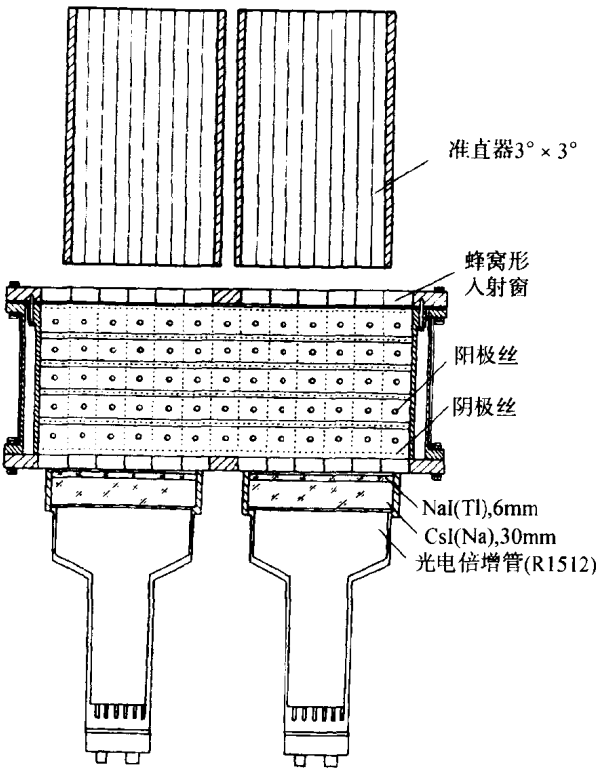


图 3.18 HAPI-4 准直型望远镜

当代一个更大规模的以编码孔径成像技术为主的天文卫星叫 INTEGRAL,它包括一个设计指标 1.23 吨重的 SPECTROME-

TER 谱仪望远镜,用 BGO 构成被动式编码孔径,用高纯锗半导体探测器作主探测器,观测能区 70keV~10MeV. 另一个是 630kg 重的 IMAGER 望远镜,用六角形柱状 CsI(Tl)棒构成位置灵敏主探测器,图 3. 17c 是它的码板及支撑结构,码板部分就有 136kg 重,观测能区 15keV~10MeV. 卫星上还有一个编码孔径 X 射线监测器,图 3. 17 是这两个大型探测器的码板设计,卫星将于 2001 年发射上天.

3. 扫描观测的直接调制成像

如果用一个没有位置分辨能力的准直型探测器对待测天区进行多次扫描观测,假定准直型探测器的角度响应函数为 $P(i, j)$, 对待测天区 $F(i, j)$ 的每次观测计数 D 都应在这两个函数的卷积, 于是有

$$P \otimes F = D$$

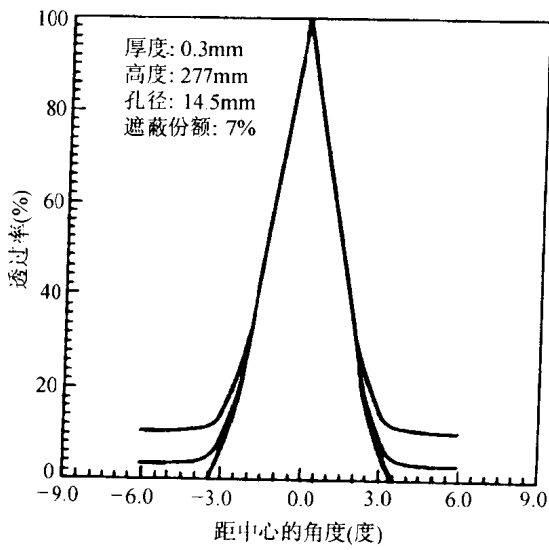


图 3. 19 0.4mm 铅片准直器的角度响应

进行 K 次观测后,可得到 K 个上述卷积方程,这就得到了扫描观

测的 K 个方程. 李惕碚和吴枚(1993,1994)提出用附加物理约束条件的迭代的方法可以由 K 个卷积方程直接解出天区的强度分布. 这就是用对象重建的直接调制方法和扫描观测实现直接成像的基本原理.

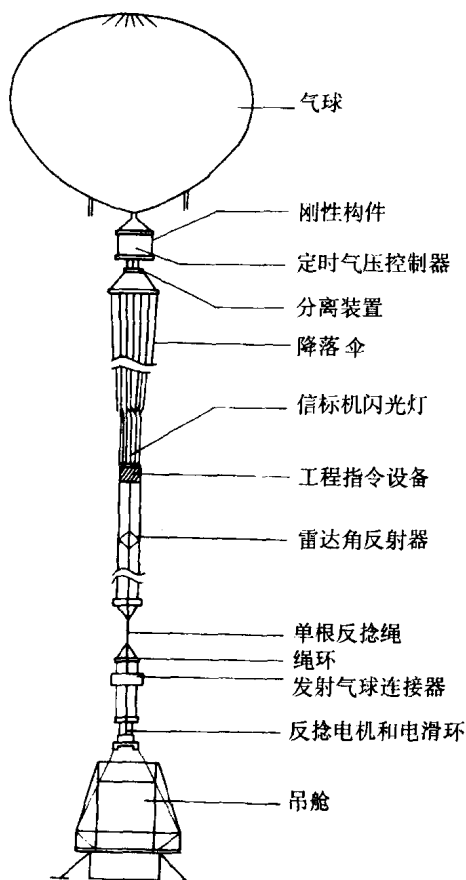


图 3.20 HAPI-4 飞行系统

用这个方法的成像观测,无须位置灵敏探测器,也无须大距离的码板设置,即大尺寸的望远镜构成. 望远镜的结构简洁,造价低,

唯一不同的是把不同时测量的量作同时的成像处理,所获的天区强度分布是 K 次测量时间内的平均值. 1993 年中国科学院高能所用自己研制的 HAPI-4 准直型望远镜(见图 3.18)用该方法对 CygX-1 方向作了扫描观测和数据后处理. 望远镜包括 1600cm^2 的多丝正比室探测器,覆盖能区 $10\sim 100\text{ keV}$, 0.4mm 厚的铅准直器构成 $3^\circ\times 3^\circ$ 视场角(图 3.19). 望远镜被高空气球带到近 35km 的高空,在天鹅座方向赤经、赤纬 $4^\circ\times 5^\circ$ 的范围内,选择了 20 个扫描点,每点积分观测时间为 3 分钟,相当于 $0^\circ.6$ 的扫描步长,进行了长达 1 小时的扫描观测,而后,用对象重建的直接解调方法获得了 Cyg X-1 的像(Lu et al., 1995),图 3.20 为 HAPI-4 飞行系统. 图 3.21 为成像结果,位置分辨 $0^\circ.4$,实现了使一个经典的用于向源、背景观测的设备获得高于其角精度的成像观测.

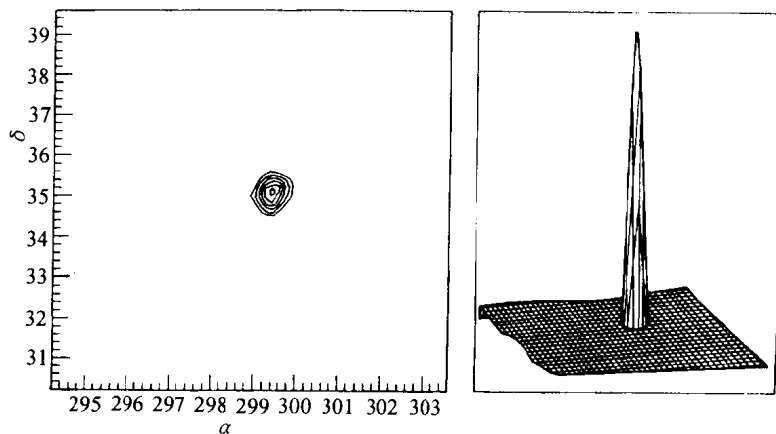


图 3.21 对 Cyg X-1 的扫描调制成像结果

参 考 文 献

- Ables, J. G., 1968, Proc. Astron. Soc. Australia, **1**, 172.
 Dick, R. H., 1968, *Ap. J.*, **153**, L101.
 Enge, H. A., 1966, Introduction to Nuclear Physics, p. 207, London, Addison Wesley Publishing Co.

- Fenimore, E. E. , 1978, *Appl. Opt.* , **17**, 3502.
- Fraser, G. W. , 1989, *X-ray Detectors in Astronomy*, Cambridge, Cambridge University.
- Giacconi et al. , 1971, *Ap. J. Lett.* , **165**, L27.
- Giacconi, R. , et al. , 1979, *Ap. J.* , **230**, 540.
- Kitchin, C. R. , 1984, *Astrophysical Techniques*, Adam Hilger Ltd, Bristol.
- Klein, O. , Nishina, Y. , 1929, *Z. Physik*, **52**, 853.
- Li, Tipei and Wu, Mei, 1993, *ApSS*, **206**, 91.
- Li, Tipei and Wu, Mei, 1994, *ApSS*, **215**, 213.
- Longair, M. S. , 1988, *The New Physics*, ed P. C. W. Daris, p. 94, Cambridge University Press.
- Longair, M. S. , 1993, *High Energy Astrophysics*. Vol 1. Cambridge University Press.
- Lu, Zhuguo, et al. , 1995, *NIM in Phys. A*, **362**, 551.
- Mandrou, P. , et al. , 1990, in *AIP Conf. Proc.* , **232**, 492.
- Oda, M. , 1965, *Appl. Opt.* , **4**, 143.
- Schnopper, H. W. , et al. , 1968, *Space Sci. Res.* , **8**, 534.
- Stephen, J. B. et al. , 1991, *Adv. Space Res.* , **11**, (8)407.
- Taylor et al. , 1981, *Space Sci. Rev.* , **30**, 479.
- 唐孝威主编, 1982, *粒子物理实验方法*, 高等教育出版社.
- Willmore, A. P. , 1970, *MNRAS*, **147**, 387.
- 杨福家, 王炎森, 陆福泉著, 1993, *原子核物理*, 复旦大学出版社.

第四章 X 射线天文数据的归算方法

马 宇 蓓*

§ 4.1 引 言

在第三章中,我们已经对各类 X 射线天文设备、探测技术和方法作了概要介绍.用这些设备进行天文观测,获得 X 射线高能光子的能量、入射方向和光度变化的信息.本章将要讨论的是对设备的这些观测物理量进行归算、分析,从而获得 X 射线源的位置、入射谱和光变规律.如果用 F 表示待测谱, P 表示仪器设备的响应函数, D 代表观测的物理量,观测的数据应该等于仪器的响应函数对待测谱的卷积:

$$D = P \times F \quad (4.1)$$

由于这些量的统计特性,(4.1)式不可能用数学方法解出.所谓数据归算方法就是由 P, D 推断 F 的方法.

当代 X 射线天文的观测数据处理有几个重要特点,一是数据的开放度大大提高,最近的十年直至 21 世纪初,是 X 射线天文学发展的极盛时期,一系列卫星载大型 X 射线专用设备或专用 X 射线天文卫星已经或将被送上太空,提供大量的、内容极其丰富的观测数据.其数据量之大,以至于设备的所有者很难在短时间内单独完成所有数据的分析处理.为此,空间观测数据在一年后应向公众开放,成为空间科学的管理部门,如美国宇航局 NASA、欧洲空

* 感谢程凌翔博士在撰写第三、第四章的最初阶段的合作,§ 4.6 时变特性研究部分由作者与程凌翔合作完成.

间局ESA的一项政策.特别是最近发射的几颗卫星,如XTE,AX-AF等,更是被规定为即刻开放,各国的天体物理学家的第一批观测方案的申请可在设备上天之前就提出,这为众多的天体物理学家提供了更多的接触数据的机会.

第二个特点是,发展了大型专用软件集或者与软件集的专用接口,例如,美国国立天文台的IRAF软件集、欧洲ESO的MIDAS软件集,英国卢瑟福实验室的STRALINK软件集,分别成为美、欧、英及世界各国采用的标准天文数据处理软件集.而几乎每一个重要的X射线天文设备都有自己的专用软件包,并依托在上述的一个标准的专用软件环境上,如ROSAT卫星的PROS,EXOSAT卫星的XSPEC等等.这就使原始数据的处理可以完全工程化,也使本章的介绍可以大大简化.因为对常规的谱分析、空间定位和光变分析,分析者可直接调用软件、不必自己直接编写程序.

第三个特点是,围绕每一个设备,都有专用的观测数据库,或称数据银行.目前,最大的高能天文观测数据库设在美国哥达德空间飞行中心(GSFC),软件集和数据库的名字叫HEASARC.空间X射线望远镜的一次观测数据是十分复杂的,围绕每一次定点观测的数据都必须和当时反映仪器性能的标定数据、以及飞船或卫星的工程参数捆绑在一起,为此,天文界通常用统一的格式存放这些数据,叫做FITS格式,每一个专用软件集都可直接阅读FITS数据.有了开放的数据库和标准的软件集,才得以实现数据的真正开放,“秀才不出门,便知天上事”,使用者可以在远离数据中心千里之外的自己的办公室内通过国际互联网访问、调用和分析数据.

§ 4.2 观测量及其特点

X射线天文中的观测量,通常都是量子化的,特别是在硬X射线波段,观测以一个个高能光子为单位,探测器直接记录下每个进入仪器的光子的能量损失、入射方向和到达时间,或定时累积的

能损谱、位置分布图像等. 观测设备必须经过标定, 有时还须实地标定, 数据处理才得以进行. 下面介绍几种主要的表征观测量性能的参数.

4.2.1 能量分辨和能量响应矩阵

仪器对入射光子能量的测量实际上是对光子在探测器中的能量损失的测量. 关于这一点, 在高能天文观测中尤其应该注意. 对于能量全部损失在探测器中的光子, 探测器的信号强度代表了入射光子的能量. 而因康普顿散射只损失部分能量的光子, 有连续的能损谱. 因而, 对单一能量的入射 X 射线光子束, 仪器会得到一个连续分布的能损谱. 仪器对入射光子的全能损探测效率称作全能峰探测效率. 由于由能损转化至可测信号过程中的统计涨落效应, 即使对单一能损, 测得的值也会有一个以能损值为中心的高斯分布, 如图 3.3 所示. 通常定义全能峰半极大处的全宽度 ΔE 与全能损值即入射光子的能量值 E 的比值为探测器的能量分辨率: $\eta_{\text{(FWHM)}} = \Delta E/E$, 探测器的全能峰效率和能量分辨率表征了仪器对 X 射线能量的测量和分辨能力. 对一组具有不同入射能量 E 的高能光子得到的一组能损 E' 的两维矩阵 $P(E', E)$ 称作仪器的能量响应矩阵. 于是, 对观测仪器所在位置处的入射谱 $F(E)$, (4.1) 式可具体化为

$$D(E') = P(E', E) \times F(E) \tag{4.2}$$

4.2.2 空间定位和点扩散函数

具有孔径的 X 射线天文望远镜, 其孔径用望远镜对点源的位置分辨能力表征. 对单一入射方向的高能光子, 望远镜测出的方向有一相对涨落, 构成以入射方向为中心的一类高斯分布, 我们把这一分布称作望远镜的点扩散函数(point spread function)、或点源响应函数. 准直型望远镜没有空间定位能力, 其角度响应函数描述了对相对于探测器轴不同入射角的光子的探测效率, 如图 3.9 所示.

同样,在探测器视场内,观测得到的 X 射线的空间强度分布 $D(l',b')$,是仪器的点扩展函数 $P(l',b',l,b)$ 和真实的空间强度分布 $F(l,b)$ 的卷积:

$$D(l',b')=P(l',b',l,b)\times F(l,b) \quad (4.3)$$

其中,对调制型孔径的望远镜, $P(l',b',l,b)$ 代表探测器对空间强度分布的调制函数.

4.2.3 时间分辨能力

观测仪器或望远镜设备的时间分辨能力,是表征设备总体特性的又一重要参数,主要由两个因素决定,一是信号的上升时间和数据采集系统的死时间,由探测器的硬件和软件设计决定,它决定了设备的最小时间分辨能力.另一因素是由物理需求提出的对望远镜的观测数据的采样方法的设计决定的.设备的时间分辨能力不随观测时间而变,即 $P(t)=1$.

4.2.4 本底和背景

英语中使用的“Background”,事实上包括本底和背景两方面的内容.以空间定位为目的的观测,对一特定方向或点源的观测计数,除了来自观测对象的计数外,其中掺杂着仪器视场中所有方向的辐射进入视场的附加计数,通常被称为背景,这类背景主要由弥漫 X 射线背景成分构成,有时还包括辐射带区的带电粒子背景(f_b),或者地球进入望远镜视场后地球大气反照的 X 射线背景成分.另一类附加的计数,称作本底(b),它的产生与设备直接有关,例如,高能光子与探测器物质相互作用产生的次级 X 射线进入了探测器;辐射带中的带电粒子与设备或飞船物质相互作用产生感生的放射性物质,这些放射性物质的衰变会形成本底;某些仪器和电子线路的噪声有时也会造成低能本底信号.设备造成的本底一般较难被分离出来.相对于观测对象两言,背景 f_b 或本底 b 都是多余计数,若统称为 B ,便应把(4.1)~(4.3)式改写为

$$D = P \times (F + f_b) + b = P \times F + (P \times f_b + b)$$

即

$$D = P \times F + B \quad (4.4)$$

下面各节讨论的方法,基本上都是对(4.4)式的退卷积问题.

§ 4.3 数据——FITS 格式

FITS(Flexible Image Transport System)格式是从 1981 年发展起来的,最初是为完整地纪录一个磁带数据文件并适用于 Fortran 程序读写而设计的一种数据存储格式. 一个具有 FITS 格式的文件是一个可以独立使用的结构完整的数据文件. 它由两个基本部分构成,一是由 ASC II 码组成的文件的说明部分,叫做“文件头(header)”,它由一系列由关键字和对关键字的标识和说明组成,每个关键字占八个字节,按照格式:关键字=值/说明,占一个 Fortran 标准程序行的长度 80 字节,36 行为一记录,所以文件头由一个或多个 2880 字节为定长记录的 ASC II 码组成. 文件头的相当一部分关键字是统一定义的,也有少数关键字可由设备拥有者自行定义. 文件头为后面的数据格式、内容、数量(数组维数)作出说明,还包括观测事件的类型、日期、使用的卫星和探测器类型、观测目标、目标类型、观测模式、探测器的指向、观测的起始、终止时间等. 第二部分是数据部分,包括工程数据和物理观测数据,最初也是以 2880 字节为一定长记录的二进制表,按照行、列组成的多维数组. 随着空间技术的发展和数据的复杂度的与日俱增,现在的 FITS 格式文件可由多个数据组组成,每个文件有一个主文件头,作观测情况的总体记录,随后跟着多个数据组,叫做数据的扩展部分,用关键字“XTENSION”标识,每组都有一个本组文件的文件头说明,用 ASC II 码放入本组数据的格式、内容、数量(数组维数)等的说明,这样,就可以把工程数据和物理数据分放到不同的数据组去. 有了扩展的二进制表后文件头和数据的长度已不再一定是标准的 2880 字节,而是按照需要设计. 下面是爱因斯坦天

文台 IPC 探测器某一次观测的 FITS 文件的一部分内容,包括主文件头和一个二进制扩展数据表头,扩展数据表包括了 6262 个光子,每光子用 10 个变量,26 字节描述.其中,中文部分是作者的如下说明:

```

字节顺序:      9.....   30
SIMPLE          =          T/FITS STANDARD(表明本文件是 FITS 标准格式)
BITPIX          =          8/Binary Data(数据表的每个数据是 8 位二进制数)
AXINS           =          0/No Image data array present(本文件头后面没有数据表)
EXTEND          =          T/There may be standard extension(后面可能有扩展数据)
CONTENT         = 'IPC_EVENTS'/Einstein IPC event data(内容:IPC 观测数据)
OBJECTS         = 'PSR 0656+14'/Target(观测目标:脉冲星 PSR 0656 + 14 )
OBS-MODE        =          1/Observing mode: 1=Point, 2=slew, 3=scan
                                   (定向观测模式)
OBSERVER        =          1/Observer ID number(观测者识别码)
DATE-OBS        = '08/04/79   '/UT date of observation start(dd/mm/yy)
TIME-OBS        = '02:37:40   '/UT time of observation start
DATE-END        = '08/04/79   '/UT date of observation end (dd/mm/yy)
TIME-END        = '03:27:30   '/UT time of observation end
...
COMMENT
END
...
XTENSION        = 'BINTABLE   '/FITS BINARY TABLE(FITS 扩展二进制表)
SITPIX          =          8/Binary data
NAXIS           =          2/Table is a matrix(数据表是一个二维矩阵)
NAXIS1          =          26/Width of table in bytes (本数据表的行宽度,字节数)
NAXIS2          =          6262/Number of entries in table (本数据表的列长度,字节数)
TFIELDS         =          10/Number of field in each row (每行包括的变量数)
EXTNAME         = 'EVENTS   '/Photon list data(数据名:光子事例)
...
                                   (以下是 10 个变量的情况)
TFORM3          = 'I1       '/Data type for field(第三个变量的数据类型)
TTYPE3          = 'PHA     '/Pulse Height Analyser bin number (第三个变量的名称)
TUNIT3          = 'bin     '/(0-15)(第三个变量的数据单位:脉高位数)
...
END

```


上面列出的扩展的主要观测数据的文件头是非常长的,有 105 句之多. 记录长度的不固定使 FITS 文件的读出和翻译变得十分复杂,所以在从事真正数据分析之前,所需作的第一件事是选定观测数据,读出相应的 FITS 格式文件,把文件说明和数据分离开来. 一个转换的基本做法是先把不定长记录的文件变成 2880 字节定长的标准格式,然后读各文件头、处理关键字内容,然后读数据表,转换数据类型,将数据输出到分类文件中. 各个专用的数据分析软件都有自己的 FITS 转换程序,但是未必能适用于所有工作环境下的 FITS 格式文件. 美国的高能天文数据中心 HEASARC (High Energy Astrophysics Science Archive Research Center) 发展了一个 FITS 文件转换程序,是一个包含 400 个子程序的程序库,叫做 FITSIO,功能比较齐全. 我国的科学工作者也作出了适应自己工作环境的格式转换程序.

在对仪器的响应和数据有了了解之后,我们就可以开始数据处理了.

§ 4. 4 向源背景观测模式下的源通量和显著性

关于准直型探测器和向源背景观测方式已在 3. 4. 1 小节做了简单介绍. 为获得对观测对象的有效通量,必须用两次观测,或者两个全同的探测器同时观测,一次(个)对准观测对象,在观测时间 T_{on} 内获得计数 N_{on} ,一次(个)离开观测对象,选择能反映向源观测背景的天区进行背景观测,在观测时间 T_{off} 内获得计数 N_{off} ,于是有源计数的估计值 N_s :

$$N_s = N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}} \quad \text{其中, } \alpha = T_{\text{on}}/T_{\text{off}} \quad (4.5)$$

方差估计值:

$$\sigma_{N_s} = \sqrt{N_{\text{on}} + \alpha^2 N_{\text{off}}} \quad (4.6)$$

这里所指的向源背景计数是广义的,例如,对谱线分析,可以是向

源谱和背景谱相减,获得的 N_s 便代表可能的源计数谱. 需要注意的是,如果得到的是一个未知源的微弱超量,我们需要对估计值 N_s 作假设检验,即 N_s 是源计数的置信水平 ξ ,或者说 N_s 是背景统计涨落的可能性(即显著性水平 ϵ , $\xi = 1 - \epsilon$). 李惕碛、马宇蓓(1983)的工作表明,当向源背景观测时间不同时,也就是 $\alpha \neq 1$ 时,用(4.6)式计算的方差不能代表零假设条件下 N_s 的标准偏差,特别是当 α 值偏离 1 较大时. 正确的显著性估计公式应该是:

$$S = N_s / \sqrt{N_{on} + \alpha N_{off}} \quad (\text{当 } \alpha \simeq 0.5 \sim 1.5 \text{ 时}) \quad (4.7)$$

或更普适的公式:

$$S = \sqrt{2} \left[N_{on} \ln \left(\frac{(1 + \alpha) N_{on}}{\alpha (N_{on} + N_{off})} \right) + N_{off} \ln \left(\frac{(1 + \alpha) N_{off}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right]^{1/2} \\ (\alpha \simeq 0.1 \sim 10) \quad (4.8)$$

(4.7)式和(4.8)式计算的 S 值服从标准正态分布,可由标准正态分布推出一次测量值 N_s 是背景统计涨落的概率为: $P_r = P(u \geq S; 0, 1)$, 其中, $P(u, 0, 1)$ 为标准正态概率分布函数,即一次测量值 N_s 可能是真实源计数的置信水平为 $1 - P_r$. 上述的在向源背景模式下获得的微弱计数,或者说在一个直流量之上获得的一个微弱超量的统计显著性估计方法,被称作李-马方法或李-马准则,(4.7)和(4.8)式被称作李-马 σ ,在宇宙线和高能天体物理领域中被作为一个标准方法.

§ 4.5 谱分析

4.5.1 最小二乘拟合和 χ^2 检验

最小二乘拟合是能谱分析中最常用的方法. 以向源背景观测获得的数据为例,首先应按照 § 4.3 的方法获得探测器的源计数能损谱 $D(E')$, 用 $(d_j, j=1, \dots, m)$ 表示,然后选择入射谱的函数形式 $F(E, \underline{c})$, 用 $(f(i, \underline{c}), i=1, \dots, n)$ 表示,其中 $\underline{c} = c_1 \dots c_k$ 为 k 个

待定参数,最小二乘拟合的任务就是要选择合适的参数 \underline{c} 使目标函数 χ^2 即观测值和理论值之间的残差的加权平方和取最小值:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^m \left[w_j \cdot \left(d_j - \sum_{i=1}^n P(j,i) \cdot f(i, \underline{c}) \right)^2 \right] = \min \quad (4.9)$$

一般情况下,权 w_j 用 d_j 方差的倒数表示: $w_j = 1/\sigma_j^2$.

入射谱的函数形式 $F(E, \underline{c})$ 是否选得合适,需要作一个拟合性检验. 数理统计的定理表明,当 d_j 服从正态分布时, χ^2 服从自由度 $\nu = m$ 的 χ^2 分布, χ_{\min}^2 服从自由度为 $(m-k)$ 的 χ^2 分布. 已知在大样本情况下,即自由度很大时, χ^2 分布逐渐接近正态分布,即 $\chi^2/\nu \sim 1$, 因此,用 χ^2 检验,或直接通过比较不同物理模型入射谱拟合的 χ_{\min}^2 或 χ_{\min}^2/ν 值,可判断拟合模型的优劣.

除了最小二乘拟合方法以外,也可用最大似然法作能谱拟合,最大似然法用似然函数作目标函数,寻找合适的参数使似然函数取极大,似然函数是 m 个 d_j 所服从的正态分布概率密度函数的积(李惕碛,1984).

4.5.2 常规的人射谱模型

目前,能谱分析方面的专用软件集:XSPEC、PROS 等都有几十个物理模型子程序块,供能谱拟合时选择. 本节介绍其中的几个常规的物理模型(取自 ROSAT 卫星 PROS 软件说明, Smithsonian 天体物理观测站高能天体物理部编).

1. 河外天体发射谱的吸收

(1) 河外天体辐射的 X 射线谱,主要是软 X 射线辐射,在到达仪器时经历了星际吸收,所以源发射谱 $f_0(E, \underline{c})$ 和观测点处的入射谱有关系:

$$f(E) = f_0(E) e^{-X(E)N_H}$$

其中, N_H 为总的等效氢原子视向柱密度. 标准吸收情况时, $X(E)$ 为星际介质的作用截面 $\sigma(E)$. 由 Morrison 和 McCammon (1983) 给出的对星际介质各种物质的贡献的解析拟合值 $\sigma(E)$ 是

$$X(E) = \sigma(E) = (c_0 + c_1 E + c_2 E^2) E^{-3} \\ \times 10^{-24} \text{cm}^2 \quad (E \text{ 的单位: eV})$$

系数 c_0, c_1, c_2 的值见附录 1. Morrison & McCammon 还引入了一个康普顿散射项, 以改进对 $X(E)$ 的计算:

$$X(E) = \sigma(E) + 1.21\kappa(E) \times 0.665 \times 10^{-24} \text{cm}^2$$

其中 $\kappa(E) = \sigma(E)/\sigma_T$, 为相对子 σ_T 的康普顿作用截面.

(2) Brown 和 Gould(1970)给出的作用截面形式是

$$\sigma(E) = (c_0 \times (c_1/E)^{c_2}) \times 10^{-21} \text{cm}^2 \quad (E \text{ 的单位: eV})$$

$c_0 \sim c_2$ 的值见附录 2. 引入康普顿散射项后:

$$X(E) = \sigma(E) + 1.18\kappa(E) \times 0.665 \\ \times 10^{-24} \text{cm}^2 \quad (E \text{ 的单位: eV})$$

(3) 单一吸收边

引入了吸收边能量 E_1 和光学深度 τ 参数, 假定在吸收边上的截面以 3 次方量级减少, 于是有

$$f(E) = f_0(E) \quad (E < E_1) \\ f(E) = e^{-\tau/(E-E_1)^3} f_0(E) \quad (E \geq E_1)$$

2. 红移谱和源距离

(1) 假定发射谱为 $f_0(E)$, 经过红移 z 后在观测参考系中的谱为 $f(E)$, 那么红移谱:

$$f(E) = (1+z)f_0((1+z)E)$$

(2) 找出源的距离.

假定哈勃常数 $H_0 = 50 \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, 宇宙的减速因子 $q_0 = 0$, 假定 Friedman 宇宙, 光度距离为 $D \text{cm}$, 发射为 4π 立体角, 则有

$$D = \frac{c}{H_0 q_0^2} \left(z q_0 + (q_0 - 1) \left[-1 + \sqrt{2q_0 z + 1} \right] \right), \quad q_0 \neq 0 \text{ 时}$$

$$D = \frac{cz}{H_0} \left(1 + \frac{z}{2} \right), \quad q_0 = 0 \text{ 时}$$

3. Raymond-Smith 等离子体热谱

Raymond-Smith 热谱有许多尖锐的发射线和发射边, 随着温度的变化强度也有剧烈的变化. 发射谱:

$$\begin{aligned} f_0(E) &= 10^{-23} \frac{n_e \cdot n_H V}{4\pi D^2} \cdot \Lambda(E_n, E_l, Ab(Q), Q, r, T') \cdot \Delta E^{-1} \\ &= A \cdot \Lambda \cdot \Delta E^{-1} \times 10^{-23} / (1.602 \times 10^{-9}) \\ &\quad \text{keV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1} \end{aligned}$$

其中, n_e 为电子密度, n_H 为氢原子密度, 单位 cm^{-3} ; V 为发射体积, 单位 cm^3 ; $\Lambda(E)$ 为源的光度 erg/s , D 为源的光度距离, 单位 cm ; $\Delta E = E_n - E_l$, A 为归一化参数, T' 为源处等离子体温度, Q 为元素丰度.

4. 幂律发射谱

定义

$$\begin{aligned} f(E) &= AE^{-\alpha} \\ f_0(E) &= f(E) \quad z = 0 \text{ 时} \\ f_0(E) &= A(1+z)^{(\alpha-1)} E^{-\alpha} \quad z \neq 0 \text{ 时} \end{aligned}$$

5. 黑体发射谱

$$\text{定义黑体发射谱: } f_0(E) = A' \left(\frac{E^2}{e^{E/kT} - 1} \right)$$

入射谱:

$$\begin{aligned} f(E) &= (1+z) f_0((1+z)E) \\ f(E) &= (1+z) A' \frac{(1+z)^3 E^3}{e^{(1+z)E/kT} - 1} \end{aligned}$$

定义 $E=1$ 时, $f(E)=A$, 于是有发射谱的归一化因子:

$$A' = \frac{A [e^{(1+z)/kT} - 1]}{(1+z)^4}$$

6. 指数谱

$$f_0(E) = A' e^{-\frac{E}{kT}}$$

$$f(E) = (1+z) A' e^{-(1+z)E/kT}$$

定义 $E=1$ 时, $f(E)=A$

$$A' = \frac{A e^{(1+z)/kT}}{1+z}$$

7. 热韧致辐射谱和冈特因子

定义热韧致发射谱:

$$f_0(E) = A' e^{-\frac{E}{kT}} \cdot g(E, kT)$$

其中, $g(E, kT)$ 为平均麦克斯韦速度分布时的冈特因子.

定义 $E=1$ 时, $f(E)=A$, 于是有

$$A' = \frac{A e^{(1+z)/kT}}{(1+z) g[(1+z), kT]}$$

冈特因子的计算, 可参考文献 Karzas W. 和 Latter R. (1961), Kellogg E. 等(1975), 需要引入从 He 到 H 的丰度.

8. 小结

本节只概要介绍了几类物理模型, 实际的谱拟合可以是上述几种谱的组合, 也可以由分析者自己造物理模型, 重要的是要明确拟合的参数是什么, 入射谱、发射谱的表达式, 及和观测谱之间的关系. 此外, 还应注意数据道的选择和拟合参数的个数的关系, 数据道如果过于少, 参数就估不准, 道数越少参数的置信区间就会越大, 估计值便越不确定.

4.5.3 拟合参数的置信区间

关于对拟合参数的置信区间的估计, Lampton M. 等(1976), Avni Y. (1976, 1978), 李惕碛(1984)对在 X 天文中常用的方法都有介绍. 引入一个新的变量 $\Delta\chi^2$, 使 $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$, $\Delta\chi^2$ 和 χ_{\min}^2 是互相独立的统计量, 可以证明 $\Delta\chi^2 \sim \chi^2(k)$, 即 $\Delta\chi^2$ 服从自由度为 k 的 χ^2 分布. 利用 $\Delta\chi^2$ 的分布, 可以求出 k 个被估参数 c_1, \dots, c_k 的置信

区间. 选定置信水平 ξ , 根据自由度数 k , 按照 χ^2 分布表, 查出对应的 $\Delta\chi^2_\xi = \chi^2_\xi(k)$ 的值, 参数的置信区间应是满足下式的所有的参数 c 的值:

$$\chi^2 - \chi^2_{\min} \leq \Delta\chi^2_\xi$$

c 值的边界可由 (4. 10) 式

$$\chi^2(c) = \chi^2_{\min} + \Delta\chi^2_\xi \tag{4. 10}$$

获得. 具体做法, 可调整 c 的值, 按 (4. 8) 式计算 $\chi^2(c)$, 找出所有满足 (4. 10) 式的 c 值.

当我们只对 k 个参数中的 q 个参数感兴趣时, 把参数分作感兴趣的 $c' = (c_1, \cdots, c_q)$ 和不感兴趣的 $c'' = (c_{q+1}, \cdots, c_k)$ 两类. 这时要定义 $\chi^2(c) \equiv \chi^2(c') \equiv \min_{c''} \chi^2(c', c'')$, 即固定 c' 值后, 调整 c'' , 找出最小的 χ^2 值, 作为与 c' 对应的 χ^2 值. 用它代替 (4. 10) 式左端的量. 这时 $\chi^2(c')$ 服从自由度为 $(m - (k - q))$ 的 χ^2 分布, 所以 $\Delta\chi^2$ 服从自由度为 q 的 χ^2 分布. 表 4. 1 列出了几个重要的 ξ 、 q 和 $\Delta\chi^2_\xi$ 的值.

以幂律谱 $AE^{-\gamma}$ 拟合为例, 此时共两个参数 A 和 γ . 当我们对两个参数都感兴趣时, 满足置信水平为 90% 的置信区间, 应从下式找:

$$\chi^2 = \chi^2_{\min} + 4. 61 \tag{4. 11}$$

当其中的 A 为自由参数时, 找出一系列固定 γ 值后调整 A 值得到的最小 χ^2 值时 $\chi^2(\gamma)$ 的值, 从 (4. 12) 式找出在置信水平为 90% 时的 γ 的置信区间.

$$\chi^2(\gamma) = \chi^2_{\min} + 2. 71 \tag{4. 12}$$

表 4. 1 $\chi^2_\xi(q)$ 的数值

置信水平 $\xi(\%)$	独立参数的个数 q			
	1	2	3	4
68. 3	1. 00	2. 30	3. 50	4. 70
90	2. 71	4. 61	6. 25	7. 78
99	6. 63	9. 21	11. 3	13. 3

§ 4.6 X 射线辐射的时变特性

研究 X 射线辐射的光度随时间变化的特性, 英文中通常叫“timing analysis”, 我们不妨把它称作“节拍分析”. 常用的节拍分析方法有傅里叶分析、相关分析以及时间序列的折叠分析等. 本节重点介绍后两个方法.

4.6.1 光变曲线和光变现象的相关分析

把向源背景工作模式下, 由(4.5)式获得的纯计数率 R_s :

$$R_s = N_s / T_{\text{on}}$$

或谱分析后获得的通量计数 $f(E)$, 置于特定的观测时间段上, 即获得光变曲线.

在数据处理时, 事情往往反过来做, 即把时间按一定间隔划分成许多小段后, 用

$$R_s(t, E) = R_{\text{on}}(t, E) - R_{\text{off}}(t, E)$$

得到源的纯计数曲线. 分段作谱分析, 即可得源的光变曲线.

用相关分析研究同一对象不同能区的辐射特征, 或两个相关光变曲线之间的关系, 是很有效的方法. 对两个光变曲线 $\{x\}$ 和 $\{y\}$, 自相关函数:

$$A_j = \sum_{i=1}^n x_i \cdot x_{i+j} \quad i = 1, \dots, n, \quad j = 0, \dots, n-1 \quad (4.13)$$

交叉相关函数:
$$A_j = \sum_{i=1}^n x_i \cdot y_{i+j} \quad (4.14)$$

文章(Cheng L. X. et al., 1994)用相关分析法研究了 γ 暴低能辐射相对于高能辐射的时延现象, 即是依托在相关分析方法上.

4.6.2 脉动高能辐射的搜寻技术

高能脉动辐射搜寻的实质, 是选择不同的守时性参数如周期

P 、周期的变化率 \dot{P} 等,然后按该参数计算所有测到的来自研究对象的光子的相位,并统计出这些光子的相位分布,再采用不同的检验方法计算出该相位分布由均匀分布经统计涨落所致的可能性(即显著性).比较常用的检验有 χ^2 检验、 Z_{α}^2 检验及 H 检验等.在所有的工作开始之前,首先需获得 X 光子到达时间的时间序列数据 $\{T_i, i=1, \dots\}$, 然后必须要先对光子到达时间作太阳系修正.

1. 光子到达时间的太阳系质心修正和时间参数搜索

由于卫星绕地球及地球绕太阳的轨道运动,卫星探测器记录到的一系列来自某个天体的光子到达时间,除了带有天体的时变信息以外,还加上了上述两种运动的调制——周期信号将不再显示出严格的周期性,它们被畸变了.周期越短,观测时间越长,这种畸变越厉害.人们利用与太阳系质心相连的惯性系以消除卫星及地球运动的影响,即计算出这些光子运动到太阳系质心的时刻,从图 4.1 中可以看出,将卫星记录到的事例时刻转化为该光子到达太阳系质心的时刻只需要进行如下计算:

$$t_c = t_s + \mathbf{i} \cdot \mathbf{r}/c \quad (4.15)$$

其中, t_s 为光子到达探测器的时刻, t_c 为修正到太阳系质心的时间, \mathbf{i} 是源方向的单位矢量, \mathbf{r} 是从太阳系质心指向卫星的矢径.如果分析要求准确到毫秒的精度,上式右边还需要加上一项广义相对论修正.这个修正源于地面时钟的非惯性运动,这项修正表现为如下形式:

$$\Delta t_r = 0.001661 \sin l + 0.000028 \sin 2l \quad (\text{s}) \quad (4.16)$$

l 从 1 月 1 日算起为 0° , 到年终 12 月 31 日为 360° , 修正中第二项最大为 $28\mu\text{s}$, 这对于高能天体物理研究一般是不需要的.

作完上述修正后,就可以对修正后的光子到达时间进行周期分析.在 X 、 γ 射线天文学中,寻找脉冲星实质上是频域中的参数搜索问题.设以 t_0 为时间零点,到达时间为 t_i 的光子的相位应该是

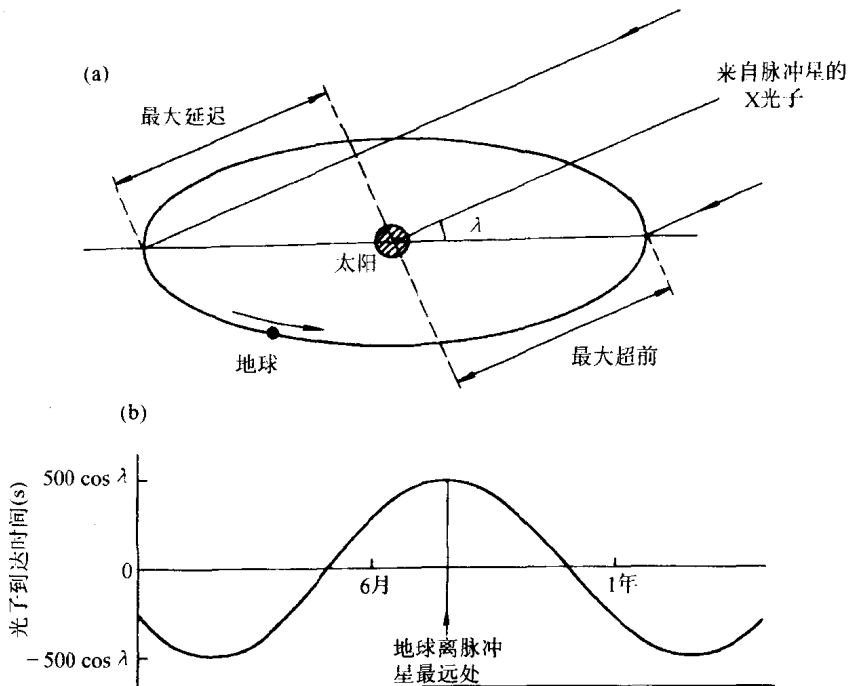


图 4.1 地球绕太阳的公转造成的观测信号到达时间的调制效应

$$\varphi = (t_i - t_0)f + \frac{(t_i - t_0)^2 \dot{f}}{2} + \frac{(t_i - t_0)^3 \ddot{f}}{6} \quad (4.17)$$

其中守时参数 f, \dot{f}, \ddot{f} 分别是脉冲星的自转频率及其对时间的一阶、二阶导数。

选用的守时参数将来自对象的光子的到达时间折叠进一个相位 $[0, 1]$ 或 $[0, 2\pi]$ 中, 这个相位区间代表一个完整周期. 在没有周期性信号存在时, 被折叠的事例将会均匀分布, 这样可以作均匀性检验以确定周期性的存在. Beran(1969)总结了很多均匀性检验方法, 其中两个最重要的是 Pearson χ^2 检验(Leathy et al., 1983a, b)和 Z_m 检验(Buccheri et al., 1983), de Jager 等(1989)提出了以 Z_m^2 检验为基础的 H 检验, 现在已经较广泛地应用. 下面三节, 介绍三种不同的检验方法。

2. Pearson χ^2 检验

假设将 $[0, 1]$ 的相位区分为 k 道,总光子数为 $N = \sum_{i=1}^k n_i$,其中, n_i 为进入第 i 道中的光子数,那么以下的统计量(Pearson χ^2 量):

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(n_i - N/k)^2}{N/k} \quad (4.18)$$

应满足自由度为 $k-j$ 的 χ^2 分布, j 为所用守时参数的个数.如果搜索中使用了 f, \dot{f} 和 \ddot{f} 则 j 为3,同样如果只用了 f 则 j 为1.这样计算出的 χ^2 值所代表的显著性可以由 $\epsilon = P_r(\chi_{k-j}^2 > \chi^2)$ 来表示.即对一个满足 χ_{k-j}^2 分布的随机变量进行一次抽样,抽样值大于 χ^2 的概率有多大.这个显著性必需乘以搜索次数才是信号的可靠性.

假定搜索次数为 N_p ,则结果的置信水平为

$$\xi = [1 - P_r(> \chi^2)]^{N_p} \quad (4.19)$$

3. Z_m^2 检验

Buccheri 等人(1983)建议,采用如下统计量进行均匀性检验:

$$Z_m^2 = \frac{2}{N} \sum_{k=1}^m \left[\sum_{j=1}^N (\cos k\varphi_j)^2 + \sum_{j=1}^N (\sin k\varphi_j)^2 \right] \quad (4.20)$$

其中 N 为总光子数, m 为选择的谐波个数, φ_j 表示第 j 个光子的相位($[0, 2\pi]$ 之间), Z_m^2 的概率密度分布已由 Bendat 和 Piersol (1971)证明为自由度为 $2m$ 的 χ^2 分布.当 $m=1$ 时, Z_1^2 实际上就是离散傅里叶变换的功率谱,应用 Z_1^2 的统计检验也叫 Rayleigh 检验(Mardia, 1972).

4. H 检验

统计量很大时,无论是用 Z_m^2 检验还是 χ^2 检验都会很好地检测出信号.但信号很弱时,各种检验得出的显著性很不相同. χ^2 检验对窄峰的相位给出较高的显著性,而对宽包的相位显著性低得多. χ^2 检验的另一个缺点是显著性依赖于相位道数 k .用 Z_m^2 检验

时在宽包情况下 m 值需大一些 (de Jager, 1985; Protheroe, 1988; Buccheri and de Jager, 1989). 由于事先不可能知道波形, 通常先选取的 k 值为 20 道 (用 χ^2 检验); m 值一般为 2 (用 Z_m^2 检验).

de Jager 等人 (1989) 在 Z_m^2 的基础上提出了 H 检验, 这种检验在宽包相位情况下几乎与 Z_m^2 检验一样敏感, 而在有窄峰相位时与 χ^2 检验同样有效, 下面详细介绍这种检验.

H 检验的关键在于针对不同折叠出的相位, 选择不同的 m , 它实际是对 Z_m^2 检验的一种改进. 设有 n 个光子, 定义:

$$\hat{f}_m(\theta) = \frac{\left[1 + 2 \sum_{k=1}^m (\hat{\alpha}_k \cos k\theta + \hat{\beta}_k \sin k\theta) \right]}{2\pi} \quad (4.21)$$

其中, $\hat{\alpha}_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \cos k\theta_i$, $\hat{\beta}_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sin k\theta_i$, $i=1, \dots, n$, θ_i 为第 i 个光子的相位. Hart (1985) 提出了一个规则来选取 m : $\hat{f}_m(\theta)$ 与真实的

相位之间的平均积分方差 $\int_0^{2\pi} [\hat{f}_m(\theta) - f(\theta)]^2 d\theta$ 最小, $f(\theta)$ 为 n

个光子的相位分布. 如果忽略掉 $1/n$ 量级的项, 有一个简化的方法估计 m , $\max(Z_m^2 - 4m + 4) = Z_M^2 - 4M + 4$, 即选定的 m 值必须使 $Z_m^2 - 4m + 4$ 最大, 这样 M 就会满足 Hart 规则. 如果限制 m 的取值不超过 20, 定义 $H = \max_{1 \leq m \leq 20} (Z_m^2 - 4m + 4) = Z_M^2 - 4M + 4$. 这样计算出的 H 就是 H 检验所用的统计量.

通过大量的计算机模拟, 用最小二乘拟合给出了 H 值的概率分布:

$$\begin{aligned} P(H > h) &= a \cdot \exp(-b) & 0 < h < 23 \\ P(H > h) &= c \cdot \exp(-d \times h + e \times h^2) & 23 < h < 50 \end{aligned} \quad (4.22)$$

其中 $a=0.9999755$, $b=0.39802(5)$, $c=1.210597$, $d=0.45901(4)$, $e=0.20022900(5)$. 括号中为最后一位有效数字的误差, 当 $h < 50$ 时 a, c 的误差可以忽略, 对于 $h > 50$ 的情形, 还未有足够的

模拟,只是粗略地给出 $P(H>50)\simeq 4\times 10^{-8}$.

上述结果对粒子数多于 100 的情形成立,对 n 较小时有以下近似:

$$P(H>h) = \omega(h)\exp(-b_n h)$$

H 检验由于 m 值选择的灵活性而优于 χ^2 和 Z_m^2 检验,即 H 检验与相位形状关系不大. 不过, H 检验在最近一二年才开始较多地应用于天体物理研究中,由于显著性估计是靠计算机模拟给出的,它没有 χ^2 和 Z_m^2 检验那样完善,应用起来比较麻烦.

§ 4.7 X 射线源的空间定位和成像

本节要讨论的是 X 射线天文成像望远镜观测数据的处理方法,即对(4.3)式的退卷积. 我们假定观测图像 D , 和点扩散函数 P 已知,由此推断空间的强度分布. D 被定位成观测坐标系内的一个二维数组,对应于望远镜视场中的天区,每一像元代表视场中一个小天区,用 $D(i, j)$ 表示观测计数.

4.7.1 直接成像型望远镜的观测数据处理

对直接成像型望远镜的观测、成像的处理,与解谱方法十分接近,只是拟合被推广到二维空间,而且对只有一个点源的天区,天区强度分布函数形式的模式十分简单.

1. 向源背景方式求解点源的强度

假定仪器的分辨率很高,而且视场中只有一个点源,可以不追求 PSF 的形式,用向源背景方法直接求出观测点的强度. 以观测点为中心作一个方框,为“源区”,占面积 A_{on} ,获计数 N_{on} . 以观测点为中心再做一个大的方框区,大、小方框之间即为“背景”区,占面积 A_{off} ,获计数 N_{off} . 定义 $\alpha = A_{\text{on}}/A_{\text{off}}$,用(4.5)和(4.6)式即可得到源的强度和它的方差,其显著性估计也可用 § 4.4 的方法处理. 这方法的关键是背景方框区的选择,使它真能代表“源区”的背景,

以及对“源区”大小的选择,使其真能代表源.

2. 源强度分布的拟合性处理

一般对源强度的分布,PROS 软件设定下述几种分布形式进行拟合性参数估计:

(1) δ 函数形式:选定一个方框,使在某个 r_0 区域内,有

$$f = 1, (r < r_0); \quad f = 0, (r > r_0)$$

(2) 高斯分布形式: $f \sim e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}$, σ 值以像元数为单位

(3) 幂律衰减形式: $f \sim \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-P}$, P 和 r_0 为参数

(4) 二次衰减形式: $f \sim \left(1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right)^{-P}$, P 和 r_0 为参数

在图像处理过程中,还要注意先对仪器孔径的畸变作修正,就像人们常用的照相机一样,望远镜的空间分辨在整个视场中未必是均匀的.由于畸变造成的误差,亦需要作出处理.

4.7.2 编码孔径成像方法

关于编码孔径成像望远镜的成像原理,已在第三章 3.4.3 小节第二部分作了介绍.对观测结果的后处理,与位置灵敏探测器,特别是码板的设计有关.

若用 $D(x, y)$ 表示位置灵敏探测器记录到的光子数随位置的分布, A 表示编码板的格式,是用 $(0, 1)$ 构成的两维矩阵 $A(x, y)$. 那么可写成:

$$D = Rf * A + B$$

其中, B 表示探测器本底计数, R 表示空间反演 $Rf(\alpha, \beta) = f(-\alpha, -\beta)$, 符号 $*$ 表相关运算,即

$$f * A = \sum_{x, y} f(x, y) A(x + x_0, y + y_0) = D(x_0, y_0) \quad (4.23)$$

或写成卷积形式

$$D(x_0, y_0) = \iint f(x, y) A(x_0 - x, y_0 - y) dx dy$$

记作

$$D = [A]f + B \quad (4.24)$$

由(4.23)式或(4.24)式求解 f , 反映了两种后处理方法——相关分析方法和退卷积方法, 导致了两类码板的设计方式。(为简化, 在以后的讨论中省略对 B 和符号 R 的讨论)

如果我们引进一个后处理函数 G , 由这个函数的逐次位移同画面作相关运算, 则有

$$\hat{D} = P * G = R(D * A) * G = RD * (A * G) \quad (4.25)$$

当选择 $G=A$ 时(叫相称的后处理函数), 便相当于用一个位移了的码板函数的影像与画面 P 做相关分析, 如果 A 有这样的性质, 即 A 的自相关函数:

$$\begin{aligned} (A * A) &= \sum A(x, y) A(x + x_0, y + y_0) \\ &= \begin{cases} \frac{N}{2} & x_0 = 0, y_0 = 0 \\ \ll \frac{N}{2} & x_0 \neq 0 \text{ 或 } y_0 \neq 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (4.26)$$

N 为像元总数, 那么就有可能把包含着的点源位置信息挑选出来. 在只有一个点源情况下

$$\hat{f} = Rf(A * G)$$

可见, $h=A * G$ 就是成像系统对一个点源成的像, 即系统的点源响应函数, 或点发散函数. 于是对一个复杂的源, 有

$$\hat{f}(x_0, y_0) = Rf * h = \iint f(x, y) h(x_0 - x, y_0 - y) dx dy$$

像上某一点的计数 可分作两个部分的和:

$$\hat{f}(x_0, y_0) = f(x_0, y_0) + \iint_{\substack{x \neq x_0 \\ y \neq y_0}} f(x, y) h(x_0 - x, y_0 - y) dx dy \quad (4.27)$$

其中第一部分代表从源 (x_0, y_0) 处来的计数对像 (x_0, y_0) 点的贡献,第二部分是视场内非源方向 (x_0, y_0) 点对该像点的贡献.当选择 $G=A$ 时, h 不可能是 δ 函数,(4.27)式的第二项不为零,引起附加的噪声,这叫成像系统的固有噪声.有复杂结构时,这些噪声交互重叠在主峰上,会引起像的严重失真.码板的设计,就是要寻找一个合适的 $A(x, y)$,使得有可能找到一个最佳的后处理函数 G ,使点源响应函数有尽可能窄和低的旁瓣,最好是一个 δ 函数.

Fenimore 和 Cannon(1978)提出了一种码板设计方法叫 URA 阵,它由按伪随机数阵组成的基阵顺次排列镶拼得到.这样可找到一种后处理函数 G ,使码板的点源响应函数为 δ 函数.相关分析方法的物理图像比较清楚,但是运算比较费时间,约需 N^2 次.

另一类是经典的退卷积方法.由(4.24)式知:

$$[A]^{-1}D = [A]^{-1}[A]f = If \quad (4.28)$$

如果能找到一个正交矩阵或正交对称矩阵,有 $A^{-1}=A$, (4.28)式的运算便会大大简化.有一种方法能满足这一要求,即按照二进制伪随机数序列理论(Macwilliams, 1976)产生一个差分循环组,以此构造一维或二维的码板函数.并在这基础上演变出哈德马德(Hadmark)矩阵,这种矩阵具有正交性,采用快速哈德马德变换(FHT)(Willian, 1969; Nelson, 1970)来对画面 P 退折积,可以使运算次数由 N^2 减少为 $N \ln N$ 次.

4.7.3 扫描观测数据的直接解调成像

我们已在第三章 3.4.3 小节的第三部分对扫描观测数据的直接解调成像作了概要介绍,这一方法的实质,是用扫描观测的方法

获得一系列观测数据($d_j, j=1, \cdots k$). 每一个观测数据都是仪器的响应对视场中整个天区作用的结果, 如果有 k 个观测数据, 要从 k 个观测数据和仪器的响应函数, 解出一个两维的天区强度分布来, 这就相当于求解一个矛盾方程, 在数学上是不可能的. 于是采用迭代算法去逼近观测结果. 李惕碚, 吴枚及他们领导的小组引入了用背景计数作物理约束的方法, 使迭代算法得以收敛并获得了很好的结果. 鉴于篇幅的限制, 本章不作详述. 我们需要知道的是: 用常规的迭代算法和附加的物理约束, 可以实现用扫描观测对待测天区成像, 解出的天区的像的总像元数可比扫描观测数据的总量要大, 获得的对点源的分辨能力, 可以突破仪器的内禀角分辨; 而获得的待测源的通量的信噪比可降低至不劣于基本统计学涨落规律的程度. 关于这一点, 已得到许多研究成果的证实(张澍, 1995; 卢方军, 1996; 陈勇, 1998; 宋黎明, 1998).

附录 1 星际介质作用截面解析拟合系数值(Morrison & McCammon)

能量范围(keV)	c_0	c_1	c_2
<0.100	17.3	608.1	-2150.00
0.100~0.284	34.6	267.9	-476.10
0.284~0.400	78.1	18.8	4.30
0.400~0.532	71.4	66.8	-51.40
0.532~0.707	95.5	145.8	-61.10
0.707~0.867	308.9	-380.6	294.00
0.867~1.303	120.6	169.3	-47.70
1.303~1.840	141.3	146.8	-31.50
1.840~2.471	202.7	104.7	-17.00
2.471~3.210	342.7	18.7	0.00
3.210~4.038	352.2	18.7	0.00
4.038~7.111	433.9	-2.4	0.75
7.111~8.331	629.0	30.9	0.00
>8.331	701.2	25.2	0.00

附录 2 星际介质作用截面解析拟合系数值(Brown & Gould)

能量范围(keV)	c_0	c_1	c_2
<0.284	2.6	0.284	3.0212
0.284~0.400	0.955	0.4	3.2931
0.400~0.532	0.47	0.532	2.9658
0.532~0.874	0.24	0.874	3.0297
0.874~1.300	0.098	1.3	2.6621
1.300~1.838	0.0387	1.838	2.8266
1.838~2.469	0.0194	2.469	2.7204
2.469~3.200	0.0108	3.2	2.7435
3.200~100.0	0.0113	3.2	2.016
>100.0	0.0	0.0	0.0

参 考 文 献

- Avni Y., 1976, *Ap. J.*, **210**, 642.
- Avni Y., 1978, *A. & Ap.*, **66**, 307.
- Brown and Gould, 1970, *Phys. Rev. D.*, **1**, 2252.
- Cheng L. X., Ma Yuqian, et al., 1995, *A. & Ap.*, **300**, 746.
- Chen Y., Li T. P., Wu M., 1998, *A. & Ap. Suppl.*, **128**, 1.
- Fenimore, E. E and Cannon, M., 1978, *Applied Optics*, **17**, 337.
- Karzas W. and Latter R., 1961, *Ap. J. Suppl.*, **6**, 167.
- Kellogg E., Baldwin J. R. and Koch, D., 1975, *Ap. J.*, **199**, 299.
- 李惕碚, 1984, 实验的数学处理, 第七章, 科学出版社.
- Lampton M. et. al., 1976, *Ap. J.*, **208**, 177.
- Lu F. J. et al., 1999, *A. & Ap. Suppl.*, **115**, 395.
- Macwilliams, F. J., et. al., 1976, *Proceedings of the IEEE*, **64**, 1715.
- 马宇倩, 李惕碚, 1984, 天体物理学报, Vol. 4, 65.
- Morrison and Mc Cammon, 1983, *Ap. J.*, **270**, 119.
- Nelson, E. D. And Fredman, M. L., 1970, *Journal of the Optical Society of America*, **60**, 1664.
- 宋黎明, 李惕碚, 崔嵬, 1999, 天体物理学报, Vol. 19, 27.
- Ti-pei Li and Yu-qian Ma, 1983, *Ap. J.*, **272**, 317.
- William K. P. et al., 1989, *Proceeding of the IEEE*, **57**, 58.
- 张渤, 1998, 天体物理学报, **18**, 1970.
- Zhang S. et al., 1997, *AIP Conf. Proc.*, **410**, 1351~1355.

第五章 致密天体周围的吸积过程

卢炬甫

§ 5.1 基本图像

5.1.1 吸积——高效释能机制

19 世纪的天体物理学家认为引力能是天体能量的唯一来源。但太阳和其他恒星的能源这样一个基本问题却使他们陷于困境。德国学者 Helmholtz 于 1854 年提出了第一个科学意义明确的恒星能源模型,即恒星的光和热由它们自身在收缩过程中释放的引力势能转变而来。这个过程的时间尺度(恒星物理中称为开尔文-亥姆霍兹时间尺度)是

$$\tau_{\text{KH}} \simeq \frac{GM^2}{R}/L \quad (5.1)$$

式中 M 、 R 、 L 分别为星体的质量、半径和光度, G 是引力常数。对于太阳,这个时间约为 3×10^7 年,不仅远短于太阳的年龄,甚至短于地球上生物进化的历程。

直到本世纪 30 年代末,才有了关于太阳及一般恒星能源的基本正确的理论。原来恒星的能量是来自其核心部分的热核聚变反应,即氢原子核聚合成氦核的过程。这个过程释放能量的效率(即静质量中转化为辐射能量的部分) η 是 0.007。这样,恒星的光度是

$$L = \eta \dot{M} c^2 \quad (5.2)$$

式中 \dot{M} 是恒星质量的损耗率, c 是光速。太阳依靠氢燃烧所能维持的时间(即恒星物理中的核时间尺度)约是 10^{11} 年。

然而,本世纪 60 年代对于类星体和 X 射线双星等高能天体的激动人心的发现,再一次从新的高度提出了能源问题,因为热核

反应机制又显得无能为力. 这里所谓高能天体, 有两重含义: 一是辐射的总光度极大, 一是辐射的频率极高. 明亮的类星体典型光度为 $10^{47} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 如果也由热核反应供给能量, 则按(5.2)式每年得有约为 $250M_{\odot}$ 的物质被烧掉. 这个要求是很苛刻的. 即使采用一个普通星系的全部质量($\sim 10^{11}M_{\odot}$), 至多可维持 10^9 年, 何能有今日的恒星和星系留存? 作为恒星级天体, 双星中 X 射线源的光度典型值为 $10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 相比之下太阳这样的普通恒星的 X 射线辐射实在是微乎其微.

面对着新挑战的天体物理学家, 在经过一番困惑之后, 又重新想起了引力能. 不过历史并不会简单重复, 而是沿着螺旋形路线上升. 现在的问题是必须找到一种新机制, 使得引力能以更高的效率释放出来. 这种新机制就是吸积.

吸积就是天体由于引力作用而吸引和积聚周围气体、尘埃等物质的过程. 若中心天体的质量为 M , 半径为 R_* , 则单位质量的物质从远处落到该天体表面的过程中释放的全部引力能是

$$\Delta E = GM/R_*. \quad (5.3)$$

从而释能效率为

$$\eta = \Delta E/c^2 \quad (5.4)$$

显然, 只有 M/R_* 值很大, 即是致密天体, 吸积释能才有重要意义. 对于中子星, $M \sim 1M_{\odot}$, $R_* \sim 10^6 \text{cm}$, 则 $\Delta E \sim 10^{20} \text{erg/g}$, $\eta \sim 0.15$, 比热核反应的效率高出约 20 倍. 黑洞的情形有所不同. 它没有一个物质性的表面. 广义相对论证明, 对于在黑洞附近运动的粒子, 存在一个最后的稳定圆轨道(其半径记为 r_{ms}). 在此轨道以内, 粒子将迅速地直接落入视界(其半径记为 r_g). 粒子在 r_{ms} 与 r_g 之间产生的辐射在整个吸积过程中所占的部分小得可以忽略, 而吸积物质从远处运动到最后稳定圆轨道的历程的释能效率 η 在 0.06 (不转的黑洞即施瓦氏黑洞)到 0.42 (转得最快的黑洞即极端克尔黑洞)之间. 如果类星体和其它活动星系核的中心确有一个在吸积的巨型黑洞, 则对 $L \sim 10^{47} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 取 $\eta \sim 0.1$, 由(5.2)式有 $\dot{M} \sim 20M_{\odot} \text{a}^{-1}$ (注意现在 \dot{M} 的意义是吸积率, 即单位时间被吸积到中心

天体上的质量), 比热核反应的情况降了一个量级. 这样的需求是可以实现的. 一般活动星系核的 \dot{M} 值还要低些, 估计在 $1M_{\odot}\text{a}^{-1}$ 上下.

辐射的高频特征也可由吸积机制来说明. 对于天体的辐射, 可以作出若干种温度定义. 其一是辐射温度 T_{rad} , 定义式是

$$kT_{\text{rad}} = h\bar{\nu} \quad (5.5)$$

其中 k 是玻尔兹曼常量, h 是普朗克常量, $\bar{\nu}$ 是连续辐射频的特征频率; 其二是黑体温度 T_b , 由

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_b^4 \quad (5.6)$$

定义, 其中 σ 是辐射常数; 其三是热温度 T_{th} , 即假定吸积过程中释放的引力势能全部转化为吸积物质的热能,

$$GM(m_p + m_e)/R_* \simeq GMm_p/R_* = 2 \cdot \frac{3}{2} kT_{\text{th}}$$

式中 m_p, m_e 分别为质子和电子质量. 显然, 若吸积物质流是光学厚的, 物质与辐射达到热平衡, 应有 $T_{\text{rad}} \simeq T_b$; 而若吸积能全部转化为辐射释放出去, 且辐射与吸积物质之间没有进一步的相互作用(光学薄物质), 则应有 $T_{\text{rad}} \simeq T_{\text{th}}$. 这二者都是理想状况. 一般说来应是

$$T_b \lesssim T_{\text{rad}} \lesssim T_{\text{th}}$$

于是, 若取 $L \sim 10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 则对于质量为 $1M_{\odot}$ 的中子星或黑洞有

$$1\text{keV} \lesssim h\bar{\nu} \lesssim 50\text{MeV}$$

这是硬 X 射线和 γ 射线辐射; 对于同样质量的白矮星则有

$$6\text{eV} \lesssim h\bar{\nu} \lesssim 100\text{keV}$$

这是光学、紫外到 X 射线的范围. 可见吸积的中子星与黑洞, 确是强 X 射线源. 激变变星是白矮星吸积在起作用的双星系统, 这类

天体确有强紫外辐射^①。

单个的中子星或恒星级黑洞当然也可以通过吸积星际介质而成为一个 X 射线源。但是星际介质的密度太低,所能提供的吸积率也就太小。这样一个 X 射线源的光度约为 $10^{31} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$,比太阳的光度还差二个量级,因而很难观测。能够提供足够大吸积率的有二种情况,就是双星系统和星系核心区域。

5.1.2 双星中的物质转移与吸积盘的形成

吸积过程的重要性首先是在双星尤其是 X 射线双星中被认识到的。这是因为,大多数恒星是以双星形式存在的,而双星尤其是食双星系统比较容易测定其轨道参数和质量。在密近双星演化的一定阶段两颗子星之间有物质转移,又可以实现足够大的吸积率。这个物质转移过程有两种基本方式,即洛希瓣流和恒星风。

假定两颗子星均可看作质点,且相互以圆形轨道同步绕转,则这个系统合力势(引力势加离心力势)的等势面族中,能同时包络两颗子星而面积为最小的这样一个闭合曲面,称为内洛希界面(图 5.1 中粗线所示)。这个界面由两个瓣连接而成,连接点称为内拉格朗日点(图 5.1 中 L_1 点)。如果一颗子星 M_2 膨胀到充满了自身的洛希瓣,则其表面物质就会通过 L_1 点流入另一颗子星 M_1 的没有充满的瓣内(由高势区流向低势区),这就是洛希瓣流。

进入 M_1 瓣的物质,其运动主要由 M_1 的引力支配。由于整个系统在转动,这些物质具有相当大的角动量,不会沿径向直接落向 M_1 ,而是绕 M_1 转动。对于给定的角动量,在所有轨道中以圆轨道对应的能量最低。这些物质会很快丢失一部分能量(例如通过辐

① 对白矮星有 $M \sim 1M_{\odot}$, $R_* \sim 10^9 \text{cm}$,由(5.3)、(5.4)式相应的 η 值比热核反应的要小数十倍,但不能由此断定白矮星吸积不重要。事实上,白矮星表面虽然也可以发生由吸积物质堆积而导致的热核反应(这就是新星爆发的机制),但这个时间很短,只有几天,而吸积过程却可以在白矮星的几乎整个寿命中进行。所以激变变星的光度是由吸积物质的辐射所支配。即使是主序星,其吸积过程的 η 值比热核反应的小上千倍,仍被认为可能是共生星的能源机制。

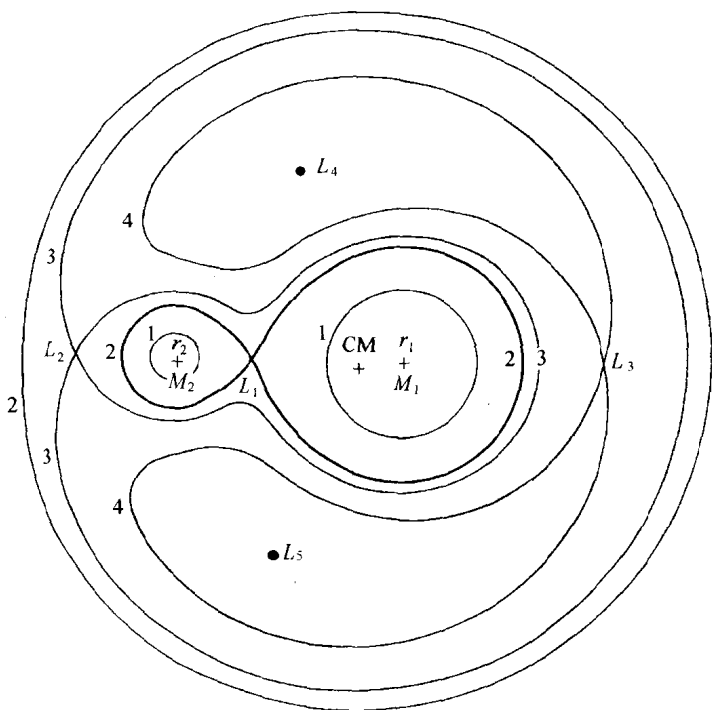


图 5.1 双星系统等势面在轨道平面上的截线. 数字 1~4 表示势增高的顺序

(取自 Frank, J., King, A. R., Raine, D. J., 1992)

射)而落到一个圆轨道上. 这个轨道的半径称为圆化半径 R_{circ} , 由下式决定:

$$R_{\text{circ}} v_{\phi}(R_{\text{circ}}) = R_{\text{circ}} \left(\frac{GM_1}{R_{\text{circ}}} \right)^{1/2} = b_1^2 \omega \quad (5.7)$$

式中 $v_{\phi}(R_{\text{circ}})$ 是物质的相应转动线速度, ω 是转动角速度, b_1 是 L_1 点到 M_1 中心的距离. 定量处理表明, 对于 $M_2/M_1 \gtrsim 0.05$, R_{circ} 约为 M_1 瓣的等效半径 (即一个体积与该瓣相等的球体的半径) 的 $1/3$ 到 $1/2$, 可靠地大于致密星的半径.

物质不会永久停留在圆化轨道上, 即使没有外力矩, 由于内部的耗散作用, 物质也会丢失角动量 (丢失的角动量向外转移), 于

是就会通过进一步丢失能量而落向一个更小的圆轨道。又由于丢失角动量的过程总是比较慢,而转动和辐射冷却总是进行得比较快,物质就会是在一系列非常接近圆形的轨道上作螺旋运动,最后落到 M_1 上。在与轨道面垂直的方向上没有惯性力,物质就会因引力而收缩,直到逐渐增大的内部压力与引力相平衡时为止。总的结果是不断流入的物质形成一个扁平的盘状物,这就是吸积盘。

所以,吸积盘理论的核心问题是对耗散过程的研究。吸积物质应当主要是气体,它们在 M_1 引力支配下在不同半径上近似作开普勒转动。相邻的气体环之间就会有切变粘滞。一个半径为 R 的环作用在其相邻内环上的粘滞力矩是

$$G(R) = 2\pi R \cdot \nu \Sigma \left(R \frac{d\Omega}{dR} \right) \cdot R \quad (5.8)$$

式中 Ω 是开普勒角速度, $\left(R \frac{d\Omega}{dR} \right)$ 是切变率, Σ 是吸积盘的面密度, ν 是粘滞系数。一个半径为 R 、宽度为 dR 的环所受到的净力矩就是

$$G(R + dR) - G(R) = \frac{\partial G}{\partial R} dR \quad (5.9)$$

这个净力矩做功的功率是

$$\Omega \frac{\partial G}{\partial R} dR = \left[\frac{\partial}{\partial R} (G\Omega) - G \frac{d\Omega}{dR} \right] dR \quad (5.10)$$

上式右边第一项是该力矩传递通过这个环的转动动能,而第二项就是机械能在环上的局域损失率。这部分损失的机械能必然转变为气体的热能,并由环的表面辐射出去。所以环面上单位面积的能量耗散率是(注意环有上、下二表面)

$$D(R) = \frac{G \frac{d\Omega}{dR} dR}{2 \cdot 2\pi R \cdot dR} = \frac{1}{2} \nu \Sigma \left(R \frac{d\Omega}{dR} \right)^2 \quad (5.11)$$

现在需要知道的是 ν , 即粘滞的本质和大小。然而这正是吸积盘理论从诞生至今所存在的关键性困难。唯一可以肯定的是地球实验室流体的分子型粘滞是太小了。比较可能的粘滞机制是湍流运动,然而湍流又正是经典物理最困难的领域之一。如果按照对粘

滞的一般理解将湍流粘滞写成

$$\nu_{\text{turb}} \simeq \lambda_{\text{turb}} v_{\text{turb}} \quad (5.12)$$

式中 λ_{turb} 和 v_{turb} 分别是最大湍流元的尺度和翻转速度. 对这二个量都所知甚少, 可行的做法是尝试设定它们的上限. 湍流元尺度应不超过吸积盘的厚度 ($\lambda_{\text{turb}} \lesssim H$), 这可以比较肯定. 翻转运动似乎应当是亚声速的 ($v_{\text{turb}} \lesssim c_s$), 因为如果出现了超声速湍流, 则激波过程会使流体的动能转变成内能, 从而使湍流重新成为亚声速的, 但这个论证就不那么肯定了. 总之综合这二点, 可写出

$$\nu = \alpha c_s H \quad (5.13)$$

α 是一个小于 1 的无量纲数, 对它再多说一句都很困难. 这样一个似乎并非实质性进步的处理, 高明之处在于把对粘滞机制的无知浓缩到 α 这个纯数上, 一个相当成功的吸积盘定量模型由此建立. Shakura 和 Sunyaev 于 1973 年作出的这一首创, 成为吸积盘理论诞生的标志, 也成为迄今二十年来这个领域研究者普遍采用的框架.

再简单谈谈双星中物质交流的另一种基本方式, 即恒星风. 恒星即使没有膨胀到洛希瓣, 也会以星风方式或多或少地向四面八方抛射物质. 如果双星中的另一颗子星是致密星, 星风物质中的一部分就可能被致密子星捕获. 据估算被捕获的部分只占星风物质总量的 $10^{-4} \sim 10^{-3}$. 但在早型 (O、B 型) 星的情况, 星风可高达 $10^{-5} M_{\odot} \text{a}^{-1}$. 于是致密星的吸积率仍可达到 $10^{-9} \sim 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$, 从而成为光度为 $10^{37} \sim 10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的 X 射线源. 尽管这个光度仍小于早型星本身的光度, 但因为这是一个 X 射线源, 所以在观测上是可以区分的. 最著名的一个 X 射线双星 CygX-1, 就属于这种恒星风物质吸积的情况.

5.1.3 活动星系核中的吸积过程

对活动星系核中吸积过程的研究比对双星要困难得多, 这可以从下面两点对比而知大略. 第一, 对双星尤其是激变变星中的吸积过程有着丰富而精确的观测资料, 这些系统中吸积盘的存在

已有直接的观测证据,观测正在证实和推动理论. 对活动星系核,目前 VLBI 的分辨精度约是 0.1pc , 而一个质量为 $10^8 M_\odot$ 的黑洞的引力半径 r_g 约是 10^{-5}pc , 吸积盘的半径约是 $10^{-2} \sim 10^{-3}\text{pc}$, 所以还不能对其作任何直接观测. 顶多只能说, 吸积理论可以解释 (0.1pc 以上尺度的) 观测现象. 第二, 如前所述, 双星洛希瓣的等效半径与吸积物质的圆化半径 (可取为吸积盘半径的下限) 是同量级的. 活动星系核的情况则大不然. 星系的尺度是在 10^4pc 量级, 如果吸积原料是由星系物质供给, 那么这些物质如何丢失掉自己绝大部分角动量, 从而跨越六七个量级的空间距离而落到吸积盘上?

这后一点正是活动星系核吸积理论的关键性难题, 也是当前探索的前沿. 也许可以设想, 吸积过程并不需要涉及整个星系尺度, 而是只由核心区域供给原料. 例如, 核心区的恒星在经过黑洞附近时, 可能被强大的潮汐力粉碎. 这个图像十分简明, 却有不少缺陷. 首先, 这种情况只有对质量不很大的黑洞才会发生. 当黑洞质量 $M \gtrsim 3 \times 10^8 M_\odot$ 时, 潮汐作用半径已小于引力半径, 恒星就不是被粉碎而是整个地被黑洞吞食, 因而不会有能量的释放. 所以, 按照爱丁顿光度的表示式

$$L_E = 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \quad (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (5.14)$$

这种机制所能实现的最高光度约为 $10^{46.5}\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 而最明亮的类星体光度却高达 $10^{48}\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 其次, 也是更困难的, 黑洞近处的恒星被迅速粉碎了, 较远处的恒星如何落入潮汐作用范围? 即使黑洞附近真能聚集大量恒星, 恒星间的碰撞碎裂又会超过潮汐作用. 最后, 如果再苛求一点的话, 这个模型必须预先假定黑洞的存在, 而不能说明黑洞本身是如何形成的.

那么, 也许可以就假定星系核心区域存在一个致密星团, 吸积原料是来自恒星碰撞的碎片或者恒星风. 黑洞本身也可能就是星团演化导致中心部份坍缩的产物. 计算表明, 为产生类星体的光度, 星团总质量必须在 $10^9 M_\odot$ 以上, 总体积则在 1pc^3 以下. 尽管

这种致密星团存在的可能性在物理上不能排除,但却没有任何观测证据. 这个模型的主要弱点也在于预先假定了需要的东西. 致密星团可能是由具有大得多的角动量的物质形成的,角动量转移的问题仍被回避了.

所以,只局限于星系核心区域来考虑吸积过程不大可能解决问题. 必须把核心区同整个星系联系起来. 必须找到一种或一些有效的机制,提供大尺度上起作用的力矩,给星系引力场造成非轴对称的扰动,从而导致星系物质角动量的重新分布. 许多种可能性已经被提出来,包括星系之间的潮汐作用、棒形和卵形畸变、密度波、较差进动等. 数字计算表明,这些机制能使星系中的气体下落到 $\sim 1\text{kpc}$ 的尺度. 这当然还远远不够. 必须有第二级机制来继续转移角动量,这很可能是气体中的各种不稳定性. 这些不稳定过程造成气体的下落和密集,从而导致恒星形成速率的暴发式增长,即所谓星暴,并进而形成致密星团. 人们相对较熟悉的气体中的粘滞过程,被认为在 $10\sim 100\text{pc}$ 以下的尺度,即气体较稠密时,才会启动,成为转移角动量的有效机制.

作为问题的第三个层次,星系核中的吸积原料也可能是来自星系以外. 例如,星系际气体落入星系,曾作为卫星系统绕转的矮星系整个地落入主星系,以及质量相当的两个星系的合并等. 这些原料都会携带有可观的角动量,因而将首先停留在星系尺度上,有赖于各种角动量转移机制的作用.

综上所述,对于星系核中的吸积过程,没有一种机制能够单独地做到既提供原料又转移掉原料的几乎全部角动量. 星系核活动的触发和维持,是一个庞大而复杂的综合工程. 最小尺度上的核活动(包括黑洞本身的形成),很可能要追溯到最大尺度即星系以外. 各种不同的机制分别在不同的尺度上发挥作用,如同传递接力棒. 整个的情形如图 5.2 所示. 与双星情况大不相同的是,这里几乎没有什么解析表达式. 这幅图像的构想靠的是物理概念,而其中每一步细节的验证都依赖于大型计算机的数值模拟.

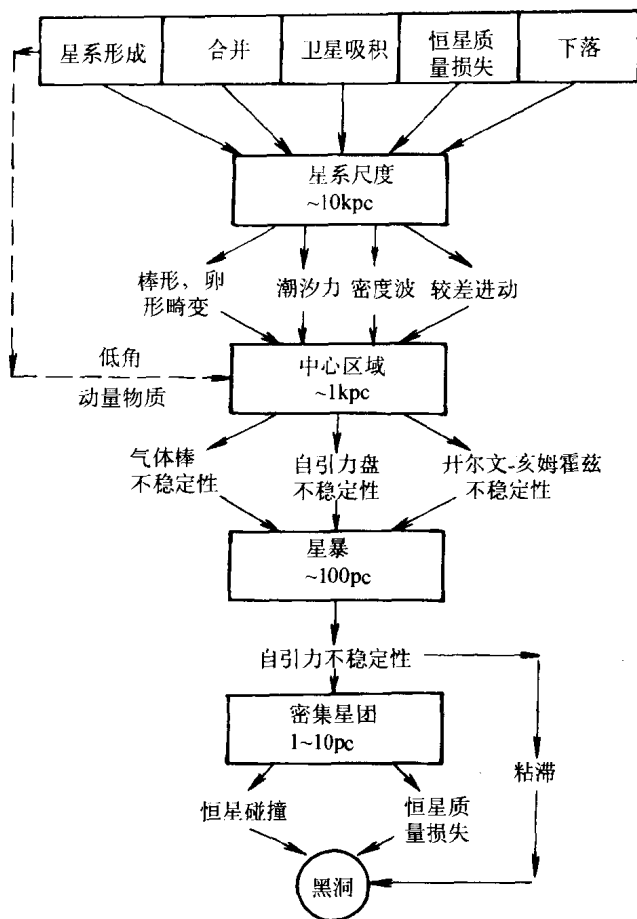


图 5.2 活动星系核中吸积过程的总构想
(取自 Hernquist, L. 1989)

§ 5.2 经典薄吸积盘

研究吸积过程的两个主要理论工具是气体动力学和等离子体物理。吸积物质都是气体。当所考虑的空间尺度远大于气体粒子碰撞的平均自由程时,可以把气体看作连续流体,从而可以在每一

空间点定义气体的速度 v 、密度 ρ 、压强 P 、温度 T 等,再运用质量、动量、能量的守恒定律来研究这些物理量的时、空变化,这就是气体动力学.而当微观过程即气体粒子间的相互作用必须考虑时,问题就进入到等离子体物理的领域.

从历史上看,最早得到研究的吸积模式是球对称吸积.这当然是因为在动力学上球对称问题是最简单的(事实上辐射与吸积物质之间的相互作用又相当复杂).星体对周围星际介质的吸积属于这种模式(还得假定二者之间没有整体的相对运动),但由于星际介质密度很低,这种吸积所产生的光度很小.实际的天体物理吸积过程一般不是球对称的,这是因为吸积物质大都具有可观的角动量,例如双星的情况.活动星系核中的吸积过程虽然还不很清楚,但仅从喷流的存在就排除了球对称的可能性.所以,现有的吸积模型,基本上都是轴对称模型.当然,轴对称也是一个理想化的假定,实际情况肯定还要复杂得多.

5.2.1 基本方程组

经典薄吸积盘模型是最早建立、也是相对较为成熟的一个轴对称模型.它所采用的较一般性的假定有:稳态 $\left(\frac{\partial}{\partial t}=0\right)$,轴对称 $\left(\frac{\partial}{\partial \phi}=0\right)$,不存在宏观的磁场,忽略吸积气体的自引力.最关键性的一条假定是,吸积盘处处是几何薄的,即有 $H(R)\ll R$ (H 是盘的厚度, R 是到中心的径向距离).在这些条件下的气体动力学方程是(采用柱坐标):

(i) 质量守恒

$$\dot{M} = -2\pi R \Sigma v_R = \text{常量} \quad (5.15)$$

这里取向外为 R 坐标的正向, Σ 是盘的面密度,

$$\Sigma = \rho H \quad (5.16)$$

ρ 是盘中物质密度的 z 方向平均值.

(ii) R -动量守恒

$$v_R^2 = GM/R \quad (5.17)$$

即吸积物质作开普勒转动.

(iii) ϕ -动量守恒

$$G = -\dot{M} R^2 \Omega + C \quad (5.18)$$

其中 G 是粘滞力矩, 由 (5.8) 式给出; $\Omega = v_\phi / R$ 是转动角速度, 故 $R^2 \Omega = (GMR)^{1/2}$ 是比角动量, $-\dot{M} R^2 \Omega$ 是吸积物质角动量的损失率 (即单位时间通过盘中某一个环向外转移的角动量); C 是积分常数, 若取盘的内边界 R_{in} 处 $G=0$, 可定出

$$C = \dot{M} (GMR_{in})^{1/2} \quad (5.19)$$

所以 C 的意义是单位时间通过盘的内边界落到中心天体上的角动量, 也就是物质在吸积过程中其角动量被粘滞力矩向外转移到最后所剩余的部分. 对白矮星和中子星, 可将 R_{in} 取为星体半径, 对黑洞则取为最后稳定圆轨道半径 r_{ms} . 将 (5.19) 和 (5.8) 代入 (5.18) 得到

$$\nu \Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_{in}}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (5.20)$$

于是由 (5.15) 有

$$v_R = -\frac{3\nu}{2R} \left[1 - \left(\frac{R_{in}}{R} \right)^{1/2} \right]^{-1} \quad (5.21)$$

可见在盘的主体部分 v_R 的大小正比于 ν/R .

(iv) z -动量守恒

$$P/\rho = GMH^2/R^3 \quad (5.22)$$

即盘在 Z 方向处于流体静力学平衡状态. 定义声速 c_s 为

$$c_s^2 = P/\rho \quad (5.23)$$

可见

$$H/R = c_s/v_\phi \quad (5.24)$$

即 v_ϕ 是高度超声速的.

(v) 能量守恒

$$Q^- = Q^+ \quad (5.25)$$

Q^- 和 Q^+ 分别是单位面积盘面上的能量散失率和由粘滞造成的能量转换率 (引力势能变成热能). Q^+ 也就是 (5.11) 式中的 $D(R)$.

利用(5.20)式有

$$Q^+ = \frac{3GM}{8\pi R^3} \dot{M} \left[1 - \left(\frac{R_{\text{in}}}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (5.26)$$

粘滞系数 ν 并不出现,这是因为已经假定 ν 的作用在于实现一个恒定的吸积率 \dot{M} . 吸积盘的总光度应是

$$\begin{aligned} L_{\text{盘}} &= 2 \int_{R_{\text{in}}}^{\infty} Q^+ 2\pi R dR \\ &= \frac{GM}{2R_{\text{in}}} \dot{M} \end{aligned} \quad (5.27)$$

与(5.3)式比较,这只是吸积物质总的引力势能释放率的一半. 另一半显然变成了物质在盘内边界处的转动动能. 如果中心天体是白矮星或中子星,这份动能会在物质撞击并最终停留在星体表面时会释放出来;如果是黑洞,则随同物质一起落入视界而被吞没.

以上这些从普遍的守恒定律得出的方程,虽然能给出吸积盘的一些整体特征,但并未构成完备的方程组,因而不能决定盘的局域结构. 作为一个完整的模型,还必须作以下三个方面的补充,即:

(vi) 冷却机制

假定热传递的方式是辐射,而且盘是光学厚的,应有

$$Q^- = \frac{4\sigma T_c^4}{3\tau} \quad (5.28)$$

其中 T_c 是盘中心面(赤道面)的温度, τ 是盘沿 z 方向的光深,

$$\tau = \Sigma K \quad (5.29)$$

K 是气体的平均不透明度,一般说来主要是电子散射 K_{es} 和自由-自由吸收 K_{ff} 的贡献,

$$\begin{aligned} K &= K_{\text{es}} + K_{\text{ff}} \\ &= 0.4 + 6.6 \times 10^{22} \rho T_c^{-3.5} \quad (\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}) \end{aligned} \quad (5.30)$$

(vii) 粘滞机制

采用(5.13)式,这是最带人为性的一条假定,经典薄盘模型也因此又被称为 α 模型.

(viii)物态方程

假定总压强由理想气体压 P_g 和黑体辐射压 P_r 合成,

$$\begin{aligned} P &= P_g + P_r \\ &= \frac{k}{\mu m_p} \rho T_c + \frac{1}{3} a T_c^4 \end{aligned} \quad (5.31)$$

其中 μ 是气体的平均分子量, a 是辐射密度常数.

应当再次强调的是,经典薄盘模型的关键是假定了盘是薄的,所以径向(R 方向)上的压强和温度梯度与垂向(z 方向)上相比才可以忽略,盘的径向结构与垂向结构才可以分开处理. 在径向上,中心天体的引力起支配作用,于是吸积物质基本上作开普勒转动,而由粘滞造成的径向运动速度是很小的,

$$v_R \simeq \nu/R \simeq \alpha c_s H/R \ll c_s \quad (5.32)$$

在垂向上,引力被压力平衡,粘滞产生的热沿垂向传递到盘面辐射出去,于是才有局域热平衡即(5.25)式.

5.2.2 主要特征

现在已经可以构成完备方程组. 例如,可以选取(5.15)~(5.17)、(5.20)、(5.23)~(5.25)(将(5.26)、(5.28)代入)、(5.29)(将(5.30)代入)、(5.31)、(5.13)这10个方程,将 M 、 \dot{M} 、 α 作为给定参量,即可解出 v_ϕ 、 v_R 、 H 、 Σ 、 ρ 、 P 、 c_s 、 T_c 、 τ 、 ν 这10个变量作为自变量 R 的函数,也就是说盘的径向结构完全确定. 为更方便求解,还可将整个盘分成三个区域,即

内区: $P_r \gg P_g, K_{es} \gg K_{ff}$

中区: $P_g \gg P_r, K_{es} \gg K_{ff}$

外区: $P_g \gg P_r, K_{ff} \gg K_{es}$

求解已只是简单的代数运算,这里不予赘述. 在双星的情况, M 、 \dot{M} 的取值及 R 的范围比较确定,由所得解反映出其中的经典薄盘有下列主要特征:

(i) 解对 α 值不敏感. 这有好的一面,就是对粘滞过程所知虽少仍可建立吸积盘的模型. 但也有不好的一面,因为这意味着很

难通过观测与理论比较来确定粘滞的性质和大小. 根据一些矮新星的观测资料估计 α 值似在 10^{-1} 量级, 即接近于 1.

(ii) 盘几乎伸展到吸积星的洛希瓣. 这在物理上是合理的, 因为这样伴星的潮汐力才会起作用, 将粘滞过程转移出来的盘物质的角动量移出盘外.

(iii) H/R 的确远小于 1, 例如对盘外区有

$$H/R = 1.7 \times 10^{-2} \alpha^{-1/10} M_1^{-3/8} M \dot{M}_{16}^{3/20} R_{10}^{1/8} f^{3/5} \quad (5.33)$$

其中 M_1 是以 M_\odot 为单位的中心星(即吸积星)质量, \dot{M}_{16} 是以 X 射线双星吸积率的典型值 $10^{16} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ 为单位的吸积率, $R_{10} = R/10^{10} \text{ cm}$, $f = \left[1 - \left(\frac{R_{\text{in}}}{R} \right)^{1/2} \right]^{1/4}$. 而且, H/R 又是随 R 增大而增大的, 就是说薄盘不是等厚度的平板状, 也不是等张角的锥形, 而是上盘面向上弯曲, 下盘面向下弯曲. 这就造成了盘外区吸收内区的高频辐射并产生再发射的可能性.

(iv) v_R 的典型值约为 $0.3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 的确远小于声速 c_s ($\sim 10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$), v_ϕ 的量级为 $10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 的确是高度超声速的.

(v) 即使对很大的盘(取外半径 $R_{\text{out}} \sim 10^{11} \text{ cm}$), 仍有

$$\begin{aligned} M_{\text{盘}} &= 2\pi \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \Sigma R dR \\ &\lesssim (10^{-10} M_\odot) \alpha^{-4/5} \dot{M}_{16}^{7/10} \end{aligned} \quad (5.34)$$

即盘中物质总质量远远小于中心星质量. 而且盘物质密度 $\rho \ll M/R^3$ 总成立, 说明盘的自引力的确可以忽略.

(vi) 外区与中区的分界线在

$$R = 2.5 \times 10^8 M_1^{1/3} \dot{M}_{16}^{2/3} f^{3/3} \quad (\text{cm}) \quad (5.35)$$

处, 小于白矮星半径(除非吸积率极大), 故对激变变星而言不透明度主要由自由-自由吸收机制贡献.

(vii) 中区与内区的分界处是

$$R = 24 \alpha^{2/21} M_1^{-3/21} \dot{M}_{16}^{16/21} f^{4/21} \quad (\text{km}) \quad (5.36)$$

这说明只有对中心星和中子星才可能出现辐射压超过气体压的情况, 而且还需有 $\dot{M}_{16} \gtrsim 1$.

(viii) 光深 $\tau \gg 1$, 即盘在垂向上确是光学厚的.

(ix) 盘表面的等效温度 T_s , 可由 $\sigma T_s^4 = Q^+$ 定出,

$$T_s = \left\{ \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3\sigma} \left[1 - \left(\frac{R_{\text{in}}}{R} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/4} \quad (5.37)$$

它在 $R = (49/36)R_{\text{in}}$ 处有极大值 $T_{\text{max}} = 0.488T_{\text{in}}$. 对盘的主体部分 ($R \gg R_{\text{in}}$) 有

$$T_s = T_{\text{in}}(R/R_{\text{in}})^{-3/4} \quad (5.38)$$

这里

$$\begin{aligned} T_{\text{in}} &= \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R_{\text{in}}^3} \right)^{1/4} \\ &= \begin{cases} 4.1 \times 10^4 M_1^{1/4} \dot{M}_{16}^{1/4} R_9^{-3/4} & (\text{K}) \quad \text{白矮星} \\ 1.3 \times 10^7 M_1^{1/4} \dot{M}_{17}^{1/4} R_6^{-3/4} & (\text{K}) \quad \text{中子星、黑洞} \end{cases} \end{aligned} \quad (5.39)$$

其中 $R_9 = R/10^9 \text{cm}$, $R_6 = R/10^6 \text{cm}$, $\dot{M}_{17} = \dot{M}/10^{17} \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$, 可见对中子星或黑洞, 盘辐射的主体确为 X 射线, 而对白矮星则为紫外辐射. 盘的整体辐射谱可由

$$F_\nu \propto \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} B_\nu 2\pi R dR \quad (5.40)$$

计算, 其中 $B_\nu(T_s)$ 是普朗克函数, 对盘的主体部分得到

$$F_\nu \propto \nu^{1/3} \quad (5.41)$$

这通常被称为吸积盘的特征谱.

5.2.3 时间尺度与稳定性问题

一个稳态 $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0 \right)$ 系统, 要能在自然界存在, 就必须是稳定的. 就是说, 当它受到一个小扰动时, 扰动不会随时间增长, 或者增长速率极为缓慢. 因此, 对一个稳态模型, 必须作稳定性检验. 在讨论经典薄盘的稳定性问题时, 有必要首先比较一下盘中物质运动和能量传递的几个基本时间尺度.

(i) 转动时间

$$t_\phi \simeq R/v_\phi = \Omega^{-1} \quad (5.42)$$

(ii) 径向运动时间或粘滞时间

$$t_\nu \simeq R/v_R \simeq R^2/\nu = R^2/(\alpha H c_s) \simeq \alpha^{-1} \left(\frac{v_\phi}{c_s} \right)^2 t_\phi \quad (5.43)$$

这里利用了(5.21)、(5.13)和(5.24)式。

(iii) 垂向静力平衡建立时间(流体中的扰动是以声速传播的)

$$t_z \simeq H/c_s = R/v_\phi \simeq t_\phi \quad (5.44)$$

(iv) 热时间(盘上单位面积物质的热容量除以热量耗散率)

$$t_{\text{th}} \simeq \Sigma c_s^2/Q^+ \simeq R^3 c_s^2/(GM\nu) \simeq \left(\frac{c_s}{v_\phi} \right)^2 t_\nu \quad (5.45)$$

这里利用了(5.20)、(5.26)和(5.17)。所以这四个时间尺度的相对大小是

$$t_\phi \simeq t_z \lesssim t_{\text{th}} \ll t_\nu \quad (5.46)$$

对盘外区,它们的量级是

$$\begin{aligned} t_\phi &\simeq t_z \simeq \alpha t_{\text{th}} \simeq 100 M_1^{-1/2} R_{10}^{3/2} \quad (\text{s}) \\ t_\nu &\simeq 3 \times 10^5 \alpha^{-4/5} M_1^{1/4} R_{10}^{5/4} \dot{M}_{16}^{-3/10} \quad (\text{s}) \end{aligned} \quad (5.47)$$

对经典薄盘,已经发现了两种类型的不稳定性:热不稳定性和粘滞不稳定性。

热不稳定性是指热平衡态 $Q^- = Q^+$ 在一定条件下被小扰动破坏的过程。它显然应在热时间尺度上发生。由于 $t_{\text{th}} \ll t_\nu$, 故可认为面密度 Σ 不变, 因为 Σ 的变化应在径向运动时间尺度上发生。又由于 $t_{\text{th}} \gtrsim t_z$, 故可认为垂向静力平衡能得以保持, 因为盘的垂向结构能被较快地调整。有了这二条, 对于任一给定半径 R , Q^- 和 Q^+ 都可写成只是中心面温度 T_c 的函数(都正比于 T_c 的某次幂)。于是不稳定性条件应是

$$\frac{dQ^+}{dT_c} > \frac{dQ^-}{dT_c} \quad (5.48)$$

这是因为, 如果 T_c 有一个小升高(或降低), 则在此条件下 Q^+ 将比 Q^- 增大更多(或减小更多), 于是有过多的热量不能散发出去(或过多的热量被散发出去), 从而导致 T_c 进一步升高(或进一步降低), 偏离平衡态就越来越远。

粘滞不稳定性是指 Σ 的平衡分布被小扰动破坏的过程。由于它应在 t_v 时间上发生, 可认为垂向静力平衡与热平衡均能保持。于是对任一给定 R , 粘滞系数 ν 可写成只是 Σ 的函数。不稳定性条件就应是

$$\frac{\partial}{\partial \Sigma}(\nu \Sigma) < 0 \quad (5.49)$$

这是因为, 如果 Σ 有一个小增长(或减小), 则按此条件 $\nu \Sigma$ 会减小(或增大), 这只能是 ν 减小(或增大), 也就是 ν_R 减小(或增大), 这就意味着更多物质从相邻环流入该环(或更多物质从该环流出), 从而 Σ 进一步增大(或减小)。

但是, 这些不稳定性的物理本质究竟是什么? 对此并不清楚。例如, 按照上述两个不稳定性条件, 经典薄盘的内区(辐射压为主, 电子散射的不透明度为主)对任何已知的冷却机制(包括各种辐射机制和对流)总是热不稳定的, 在绝大多数情况下同时也是粘滞不稳定的。要注意的是这里的前提是采用 α 粘滞律 $\nu = \alpha c_s H$, 其中声速 $c_s^2 = P/\rho$, 也就是规定了产热机制的具体形式。有人尝试仍用此粘滞律但不用总压强 P 而改用气体压 P_g 来定义声速, 即 $c_s^2 = P_g/\rho$, 这时盘内区就变成稳定的了。哪个结论正确? 尚难判别。看来, 人为地假定新的产热形式并没有太大意义。粘滞机制的本质这一关键性难题仍在阻碍着吸积盘理论的发展。

尽管如此, 关于稳定性的理论仍然已被应用到实际的天体物理问题上, 并且相当成功。对盘中某一给定 R (即一个环), 可以构造出图 5.3 所示的 $\nu \Sigma$ - Σ 关系曲线。图中的纵坐标可以等价地换成 \dot{M} , 或 T_c , 或 T_i , 所得曲线的形状都相似。这种曲线可以由不同的途径得到, 例如, 采用不同的 α 值, 或者考虑光深的变化(比如由氢在不同温度下电离程度的变化而造成), 或者考虑对流的发生。曲线上的每一点都表示一个平衡态, 即基本方程组的一个解。显然, 具有正斜率的 AB 段和 CD 段是粘滞稳定的, 而 BC 段是粘滞不稳定的。可以证明, 曲线的右边是加热区($Q^+ > Q^-$), 左边是降温区($Q^+ < Q^-$), 所以 BC 段同时也是热不稳定的。如果由外部条

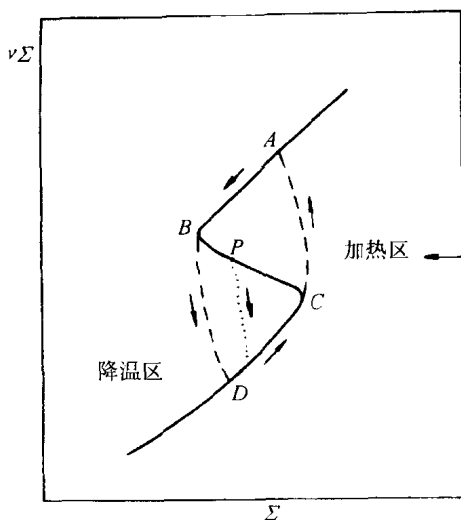


图 5.3 吸积盘不稳定性导致的有限循环行为。

(取自 Smak, J., Publi. Astron. Soc. Pacific, 96 (1984), 5.)

件(例如由伴星提供的吸积率)决定的一个平衡态是落在 AB 段或 CD 段上,那么盘中的这个环就会在粘滞时间尺度内演化到这个平衡态并且停留下来。但是,如果外部条件给定的平衡态是落在 BC 段(如图中 P 点),就会出现有趣的现象:设该态在一个随机扰动下向下偏离,它必然一直下落直至到达 CD 段上某一点而恢复平衡。但该点对应的吸积率低于外部供给,必然导致 Σ 增大,环就会沿 DC 方向演化至 C 点。它不可能再沿着 CB 段演化,而只可能向上跳跃到达 AB 段上一点。这时吸积率变得供不应求,只有降低 Σ ,即沿 AB 演化至 B 点,然后再次下跌到 CD 段。如此周而复始。环在不断演化,以求达到与外部条件相一致的平衡态,但永远不能达到。这种行为叫做有限循环,所造成的是吸积率和温度的周期性或准周期性变化,也就是光度的相应变化。更进一步,一个环与相邻环之间总有不断的物质和能量转移。一个环的变化就可能引起相邻环的相应变化,如同多米诺骨牌,其结果是盘中一

个较大范围甚至整个盘的光度变化。

这套理论首先被应用于解释矮新星的周期性爆发现象。由于 CD 段对应着较小的 ν 值,也就是较长的 t_v ,沿 DC 向 C 的演化意味着物质的缓慢积累,而沿 AB 向 B 的演化就意味着物质的迅速散发。所以 AB 段对应着矮新星的爆发,而 CD 段对应着其沉寂状态。由 C 点向上和由 B 点向下跳跃时 Σ 基本保持不变,所以这两个跳跃都是在比 t_v 短得多的 t_{th} 时间完成。这个关于矮新星的模型最近已被扩展到双星中的 X 射线源和活动星系核,这些天体也有显著的光变现象。

§ 5.3 吸积柱

经典薄盘模型的前提假设之一是中心天体不具有(或仅有很弱的)宏观磁场(吸积物质可能带有微观的杂乱的磁场)。这对黑洞而言总是成立的。对白矮星和中子星,如果这个假设也成立,吸积流就能直接到达星体表面。但是实际上这两种天体都常有很强的偶极磁场。白矮星的磁场强度 $B \lesssim 10^7 \text{Gs}$,中子星的更可高达 $\sim 10^{12} \text{Gs}$ 。这时经典薄盘的图像就会大为改观。

吸积盘与磁场的相互作用是极其复杂的问题。不妨先考虑比较简单的情形,即假设吸积流在远离星体的地方是近似球对称的。磁场开始控制吸积流运动的地方,应是磁压开始超过吸积物质压强的地方。这个位置称为阿尔文半径,记为 r_A 。磁压是

$$P_{\text{mag}} = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{\mu^2}{8\pi r^6} \quad (5.50)$$

其中 μ 是中心星的磁矩,是一个恒量,由星体表面 R_* 的磁场 B_* 确定, $\mu = B_* R_*^3$ 。落向致密星的球对称吸积流是超声速的。这时的物质压强主要是流体整体运动的撞击压 ρv^2 ,而流体速度 v 接近于自由落体速度 $v_{\text{ff}} = (2GM/r)^{1/2}$ 。令磁压与撞击压相等,并利用 $|\rho v| = \dot{M}/(4\pi r^2)$,即得到

$$r_A = 5.1 \times 10^8 M_1^{-1/7} \dot{M}_{16}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} \quad (\text{cm}) \quad (5.51)$$

或者将吸积率用光度代换,

$$r_A = \begin{cases} 5.5 \times 10^8 M_1^{1/7} R_9^{-2/7} L_{33}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} & (\text{cm}) \\ 2.9 \times 10^8 M_1^{1/7} R_6^{-2/7} L_{37}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} & (\text{cm}) \end{cases} \quad (5.52)$$

这里 $\mu_{30} = \mu / (10^{30} \text{Gs} \cdot \text{cm}^3)$, L_{33} 和 L_{37} 分别是以 $10^{33} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 和 $10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 为单的光度. $10^{30} \text{Gs} \cdot \text{cm}^3$ 的磁矩是不难实现的: 中子星有 $B_* \simeq 10^{12} \text{Gs}$, $R_* \simeq 10^6 \text{cm}$, 即有 $\mu_{30} \simeq 1$; 白矮星半径大得多, $R_* \simeq 5 \times 10^8 \text{cm}$, 即使只有 $B_* \simeq 10^4 \text{Gs}$, 也已有同样大的磁矩. 所以, 对这两种星体都有 $r_A > R_*$, 就是说吸积流在到达星体表面之前会被磁场制伏. 在阿尔文半径以内, 吸积物质(等离子体)被迫偏转, 沿磁力线运动, 最后落到星体的两个磁极上. 这样一对在致密星磁极附近形成的柱状吸积通道, 就叫做吸积柱.

AM Her 型星是这种吸积模式的典型. 这是激变变星的一个亚型, 就是说也是由一个充满洛希瓣的低质量恒星和一个白矮星组成的系统. 这个白矮星的磁场特别强, $B_* \simeq 2 \times 10^7 \text{Gs}$, 故对 $R_* = 5 \times 10^8 \text{cm}$ 和 $M_1 = 1M_\odot$ 有 $\mu_{30} \simeq 2500$, 从而 $r_A \simeq 4.5 \times 10^{10} \dot{M}_{16}^{-2/7} \text{cm}$. 按照开普勒定律, 白矮星与伴星的距离 $a \simeq 3.5 \times 10^{10} P_{\text{hr}}^{2/3} \text{cm}$, 这里 P_{hr} 是以小时为单位的公转周期. AM Her 型星的 P_{hr} 一般约为 1.5, 最大值也不到 4, \dot{M}_{16} 在 $1 \sim 10$ 之间, 所以有 $r_A \gtrsim a$. 也就是说, 吸积物质一离开伴星表面就被磁场支配, 只有吸积柱, 而根本没有吸积盘形成(图 5.4). 理论上这种极端情形对中子星也可能出现. 但因为中子星只有 $\mu_{30} \sim 1$, 由(5.52)式可知要使 r_A 也大于 a 就得有 $L \lesssim 10^{30} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 这样低的光度是难以观测的.

多数情况下阿尔文半径并没有 AM Her 型星中那么大, 也就是说吸积盘与吸积柱可以共存(图 5.5). 这时的阿尔文半径(回到柱坐标, 记为 R_A)应当定义为磁场作用在盘上的力矩与粘滞力矩相等的地方. 粘滞力矩等于角动量的转移率, 即 $\dot{M} R_A^2 \Omega(R_A)$. 困难的是如何写出磁力矩的相应表达式, 因为现在需要知道磁场的分量 B_z , 而 B_z 本身又取决于原来的偶极场构形由于与盘相互作用而被改变的程度, 另外还有磁场中等离子体复杂的不稳定性问

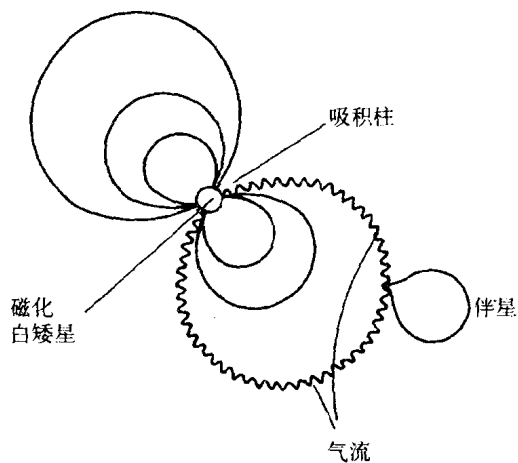


图 5.4 AM Her 型星结构示意图
(取自 Frank, J., King, A. R., Raine, D. J., 1992)

题. 已经对 R_A 作了各种估算. 幸运的是, 由于磁应力对径向距离

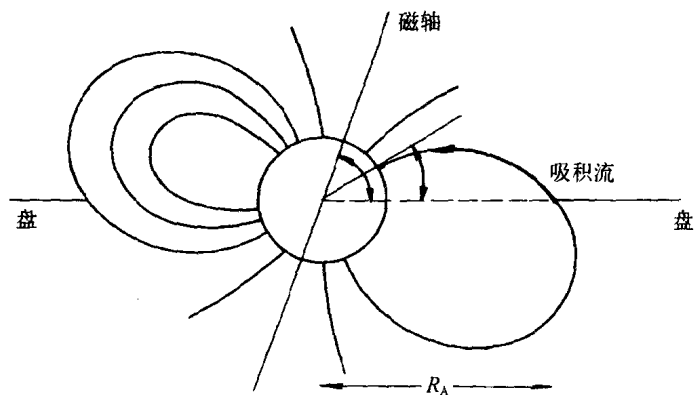


图 5.5 吸积盘与吸积柱共存的情形, 吸积星是磁化的
白矮星或中子星

(取自 Frank, J., King, A. R., Raine, D. J. 1992)

的陡变关系($\sim R^{-6}$), 所得结果都相差不大, 即有

$$R_A \simeq 0.5r_A \quad (5.53)$$

当然, R_A 的精确值应当与磁倾角(磁轴与转动轴的交角)有关. 另一个必要条件是, 由于中心星连同磁场一起以角速度 Ω_* 旋转, 而在 R_A 以内吸积物质将沿磁力线运动, 所以 Ω_* 必须小于吸积物质在 R_A 处的开普勒角速度,

$$\Omega_* < \Omega_K(R_A) = (GM/R_A^3)^{1/2} \quad (5.54)$$

否则吸积物质就会被离心力推开.

由 (5.52) 和 (5.53) 式可见, 若所有参量都为典型值 ($M_1 \simeq R_6 \simeq L_{37} \simeq \mu_{30} \simeq 1$), 一个磁化中子星将有 $R_A \simeq 10^8 \text{cm}$, 远大于其自身半径. 要使 $R_A \lesssim R_* \simeq 10^6 \text{cm}$, 须有 $B_* \lesssim 10^9 \text{Gs}$, 这对中子星来说已是弱磁场. 所以, 中子星的吸积流被磁场控制应是常见的情况. 另一方面, 中子星的 R_A 又总是小于洛希瓣吸积的圆化半径 R_{circ} (见 § 5.1.2), 因为 $R_{\text{circ}} \gtrsim 3.5 \times 10^9 P_{\text{hr}}^{2/3} \text{cm}$, 而它又只是吸积盘外半径的下限, 所以吸积盘仍然可以形成. 对于白矮星, 除了 AM Her 的极端情况外, 在双星周期较长(即子星分离较大)的条件下吸积盘也可以形成, 与吸积柱共存. 只有在磁场很弱 ($B_* \lesssim 10^4 \text{Gs}$) 时, 吸积柱才不会出现, 吸积盘直接延伸到星体表面.

这幅吸积柱的图像立即带来一个十分简单明了的观测效应, 就是 X 射线脉冲现象. 吸积物质的光度尤其是 X 射线辐射主要是在靠近中心星的地方发出, 而现在也就是从一对狭长的吸积柱中发出(吸积柱截面积只占中心星表面积的很小部分, 估计在 $10^{-1} \sim 10^{-4}$ 之间). 随着中心星连同其吸积柱的自转, 远处观测到的 X 射线流量就会出现周期性变化. 这就是 X 射线脉冲(有时也有光学脉冲). 脉冲周期也就是中心星的自转周期.

作为 § 5.2 和 § 5.3 的小结和补充, 现在将一颗子星是致密星并且有吸积过程的双星系统分类情况列于表 5.1. 限于篇幅, 其中有些类型未能在本章讲述.

表 5.1 含致密吸积星的双星系统分类

伴星 \ 致密星	白矮星		中子星		黑洞
	弱磁场	强磁场	弱磁场	强磁场	
早型 <ul style="list-style-type: none"> O, B超巨星: 星风 洛希瓣流? 盘? 大质量 <ul style="list-style-type: none"> Be 星: 星风 偏心轨道? 无盘? 	未见		大质量X射线双星 <ul style="list-style-type: none"> 无脉冲 快脉冲, 有柱 无脉冲 慢脉冲, 仅有柱 		Cyg X-1 LMC X-3 LMC X-1
晚型 <ul style="list-style-type: none"> 洛希瓣流 小质量盘 (AM-Her 型除外) ($\leq 2M_{\odot}$) 	激变变星 <ul style="list-style-type: none"> 新星 矮新星 类新星 	AM Her 型: 柱, 无盘 DQ Her 型: 柱+盘	小质量X射线双星 <ul style="list-style-type: none"> X 暴 星系核球源 球状星团源? 	Her X-1 等三个: 有柱, 脉冲	A0620-00

§ 5.4 厚吸积盘

5.4.1 两种厚盘

几何薄是经典模型为简化问题而作的一个假定. 没有理由认为实际的吸积盘一定是薄的. 事实上, 至少有两种情况会使薄盘假定失效. 其一, 对经典薄盘的内区 (辐射压为主, 电子散射为主), 由 (5.23)~(5.26), (5.28)~(5.31) 得到

$$H \simeq \frac{3\sigma_T \dot{M}}{8\pi m_p c} \left[1 - \left(\frac{R_{in}}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (5.55)$$

其中 σ_T 是电子散射的汤姆孙截面. 再引入临界吸积率 \dot{M}_c , 即实现爱丁顿光度

$$L_E = \frac{4\pi G m_p c M}{\sigma_T} \quad (5.56)$$

(这也就是(5.14)式)的吸积率,

$$\dot{M}_c = L_E R_{in} / 2\eta GM \quad (5.57)$$

可得

$$H \simeq \frac{3R_{in}}{4\eta} \frac{\dot{M}}{\dot{M}_c} \left[1 - \left(\frac{R_{in}}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (5.58)$$

取 $\eta = 0.1$, 可见当 $\dot{M} \simeq \dot{M}_c$ 时, 在 $R \simeq 2R_{in}$ 处有 $H \simeq R$, 即盘已变厚. 这种厚盘的物理意义是, 当吸积率很大因而辐射光度很高时, 强大的辐射压使一个薄盘的内区在垂向上膨胀. 这种厚盘就叫辐射压厚盘. 其二, 如果盘中出现了热不稳定过程(见(5.48)式), 散热机制效率太低, 粘滞产生的热量不能散发, 越来越多地堆积在盘内. 于是气体温度越来越高, 其中的声速也就越大, 由(5.24)式可见盘厚度 H 也可能变得与 R 相若. 这种盘的辐射必定是很弱的(不然散热效率就不会低了), 吸积率也就必定很小. 使盘变厚的力量是气体压强(更准确地说是离子压强, 因为电子比较容易通过辐射或康普顿过程而降低自己的温度), 所以这种厚盘叫做离子压厚盘.

5.4.2 超爱丁顿光度

厚盘(当然应是辐射压厚盘)的一个富有吸引力的特征是其实现超爱丁顿光度的可能性. 爱丁顿光度是一个稳态、球对称物体辐射的最大可能光度. 但当稳态和球对称这两个条件有一个被破坏时, 这个限度就可能被超越. 超新星爆发时光度是超爱丁顿的, 因为那是一个动态过程. 厚盘作为一种轴对称而非球对称的构形, 因而也有超爱丁顿辐射的可能性.

考虑一种最简单的稳态盘, 它只作纯转动, 即其中任一点的速度是(用柱坐标)

$$v_R = v_z = 0, \quad v_\phi = R\Omega(R) \quad (5.59)$$

一般说来角速度 Ω 应是 R 和 z 的函数, 这里进一步假定它只依赖

于 R . 这并不是一个吸积盘, 但因为对吸积盘主体来说物质吸积运动速度都远小于转动速度, 所以不妨把这种盘作为吸积盘一个方便的近似.

图 5.6 所示是这种纯转动盘表面的一段. 盘面上任一质量元都受到三个力作用(取转动参考系), 即: 压力 $-\frac{1}{\rho} \nabla P$, 中心天体的引力 $-\nabla \Phi$ (Φ 是引力势), 惯性力 $\Omega^2 R$ (均对单位质量而言). 盘面应是一个等压面, 所以压力应在盘面的法线方向上. 质量元处

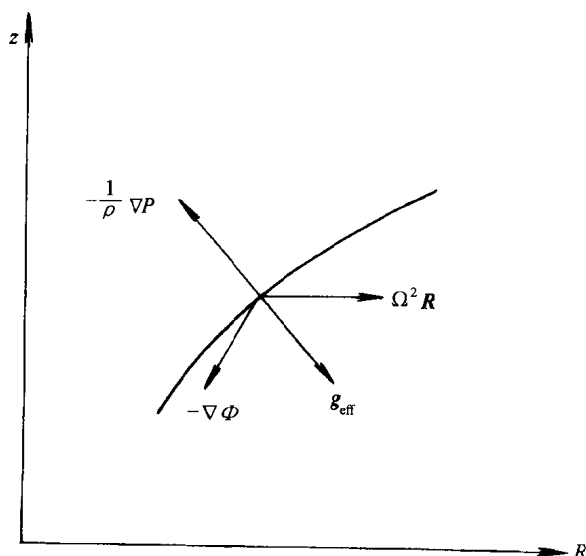


图 5.6 纯转动盘表面一个流体元上的力平衡
(取自 Frank, J., King, A. R., Raine, D. J., 1992)

于平衡态, 即有

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = -\nabla \Phi + \Omega^2 R = g_{\text{eff}} \quad (5.60)$$

g_{eff} 是等效引力, 即引力与惯性离心力的合力. 由于现在考虑的是最大可能的辐射光度, 由

$$-\frac{\nabla P_r}{\rho} = \frac{FK}{c} \quad (5.61)$$

P_r 是辐射压强, F 是辐射流强度, K 是不透明度, F 的最大允许值应是(即完全由辐射压力来平衡等效引力)

$$F_{\max} = -\frac{c}{K} g_{\text{eff}} = \frac{c}{K} (\nabla \Phi - \Omega^2 R) \quad (5.62)$$

超过这个值, 平衡被破坏, 物质就会被辐射压吹走. 所以光度的最大值就是

$$\begin{aligned} L_{\max} &= \frac{c}{K} \left(\int_S \nabla \Phi \cdot d\mathbf{S} - \int_S \Omega^2 \mathbf{R} \cdot d\mathbf{S} \right) \\ &= \frac{c}{K} \left(\int_V \nabla^2 \Phi dV - \int_V \nabla \cdot (\Omega^2 \mathbf{R}) dV \right) \end{aligned} \quad (5.63)$$

第一步是对整个盘面作面积分, 第二步是用高斯定理变成体积分.

利用泊松方程 $\nabla^2 \Phi = 4\pi G\rho$, 上式中第一个积分可立即完成. 第二个积分中的被积函数是

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\Omega^2 \mathbf{R}) &= \mathbf{R} \cdot \nabla \Omega^2 + \Omega^2 \nabla \cdot \mathbf{R} \\ &= 2R\Omega \frac{d\Omega}{dR} + 2\Omega^2 \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R} \frac{dl}{dR} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(R \frac{d\Omega}{dR} \right)^2 \\ &= \frac{1}{2} \omega^2 - \frac{1}{2} \sigma^2 \end{aligned} \quad (5.64)$$

其中 $l = R^2 \Omega$ 是比角动量, $\omega = \frac{1}{R} \frac{dl}{dR}$ 是涡度的 z 分量(也是现在问题中的唯一非零分量, 涡度的定义是 $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v}$), $\sigma = R \frac{d\Omega}{dR}$ 是在 § 5.1.2 中已出现过的切变率. 于是(5.63)式成为

$$L_{\max} = \frac{4\pi GcM_{\text{盘}}}{K} + \frac{c}{2K} \int_V (\sigma^2 - \omega^2) dV \quad (5.65)$$

右边第一项即是通常的爱丁顿光度表达式, 但要注意这只是盘中物质而不是中心天体所对应的爱丁顿光度, 因为中心天体并不包含在积分的高斯面内. 中心天体的作用体现在第二项, 因为 Ω 和

l , 从而 σ 和 ω , 乃是由它的引力决定的. 由上式可见, 如果整个盘作刚体转动, 即 $\frac{d\Omega}{dR} = 0, \sigma = 0$, 则 $L_{\max} < L_{E\text{盘}}$, 这是最糟的情况.

如果 $\frac{dl}{dR} = 0, \omega = 0$, 这是最大的 L_{\max} 值. 不过单从这时的 $L_{\max} > L_{E\text{盘}}$ 似乎还看不出有什么重要意义, 因为 $M_{\text{盘}}$ 远小于中心天体质量, $L_{E\text{盘}}$ 也就非常小. 下面就来证明, 只有对厚盘, 非零的切变率 σ 才能使盘的光度超过中心天体质量对应的爱丁顿光度.

取一个更具体也更简化的盘, 但所得结果并不失一般性. 这种盘的表面呈固定张角 α , 可称为锥形盘, 如图 5.7 所示. 现在很容易得出 $\sigma^2 = 9GM\cos\alpha/4R^3, \omega^2 = GM\cos\alpha/4R^3$, 注意这里 M 是中

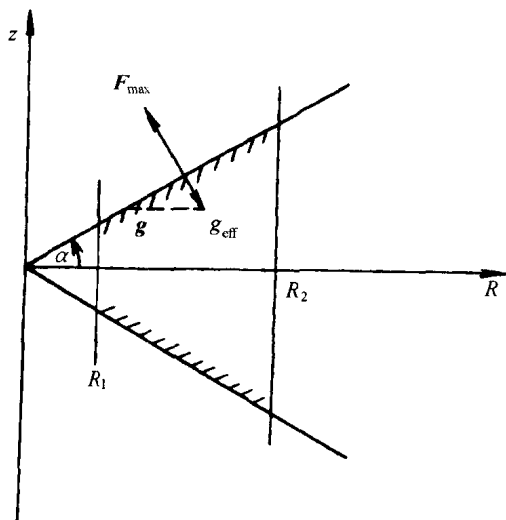


图 5.7 纯转动锥形盘表面的力平衡

(取自 Frank, J., King, A. R., Raine, D. J., 1992)

心天体质量, 代入(5.65)式, 积分的结果是

$$\begin{aligned} L_{\max} &= L_{E\text{盘}} + \frac{4\pi G_c M}{K} \sin\alpha \ln(R_2/R_1) \\ &= L_{E\text{盘}} + L_E \sin\alpha \ln(R_2/R_1) \end{aligned} \quad (5.66)$$

R_1 和 R_2 分别是盘的内、外半径. 可见若要 $L_{\max} > L_E$, 只需 $R_2 > \frac{1}{e^{\sin\alpha}} R_1$. 如果是薄盘, 例如取 $\sin\alpha = 0.01$, 则要求 $R_2 > 3 \times 10^{43} R_1$, 这样大的盘是根本不可能的. 但若是厚盘, 如取 $\sin\alpha = 0.5$, 则只需 $R_2 > e^2 R_1$, 这是太容易了. 总之, 一个盘的光度要超爱丁顿极限, 必须有两个条件, 一是作较差转动(即有切变), 二是几何厚.

5.4.3 其他重要特征

厚盘的构造比薄盘要复杂得多. 首先, 薄盘模型中的问题依然存在, 尤其是关于粘滞机制. 此外又出现了许多新的困难. 由于厚盘的垂向和径向尺度相当, 压强、温度在这两个方向上的梯度也就相当, 盘的垂向和径向结构就不再可能分离开来研究. 由于动量守恒方程中的径向压力项不再能忽略, 物质不再作开普勒转动(参见(5.17)式). 由于热量沿径向和垂向的传递都必须考虑, 局域热平衡(5.25)式不再成立, 而只能有盘整体的能量守恒. 如此等等, 使得厚盘结构方程必然是繁难的微分积分方程, 迄今还没有一个完整而自洽的解, 即一个经典薄盘模型水平的厚盘模型.

另外, 厚盘也不再应该用牛顿理论, 而应该用广义相对论来处理. 这是因为, 如前所述, 厚盘的形成或是由于强大的辐射压, 或是由于因热不稳定性而增长的离子压, 这两种情况都很可能是出现于薄盘的内区, 因而都要求中心天体是中子星或黑洞. 又由于中子星通常有很强的磁场, 使得盘结构被破坏, 而代之以吸积柱, 所以厚盘很可能只是黑洞特有的吸积模式, 一个正确的厚盘模型就应该是相对论的.

运用相对论研究厚盘结构所取得的重要成果之一, 就是证明了厚盘尖点(cusp)的存在(图 5.8). 尖点的作用很象双星洛希瓣的拉格朗日点(见图 5.1). 吸积物质正是通过尖点附近流入黑洞的. 但是洛希瓣的拉格朗日点是两个子星等效势(引力势+惯性离心力势)的联合产物, 而这里只有一个黑洞. 尖点不存在于牛顿理论, 它完全是一种广义相对论的效应. 在牛顿理论中, 在单个引

力体周围运动的具有非零角动量的粒子是不可能落入引力中心的,因为等效势在径向距离趋于零时会趋于无限大.而按照广义相对论,并不存在无限大势垒.任何粒子都可能落入力心,只要它有足够大的能量来越过一个有限大的势垒.这就是尖点的物理缘由.尖点的位置是在粒子运动的最后稳定圆轨道 r_{ms} 与最后束缚圆轨道 r_{mb} 之间.对于施瓦氏黑洞, $r_{ms}=3r_g$, $r_{mb}=2r_g$.显然,尖点才应是厚盘的內边界.也就是说,厚盘的內边界不是经典薄盘模型所假定的 r_{ms} ,而是应更向内延伸.

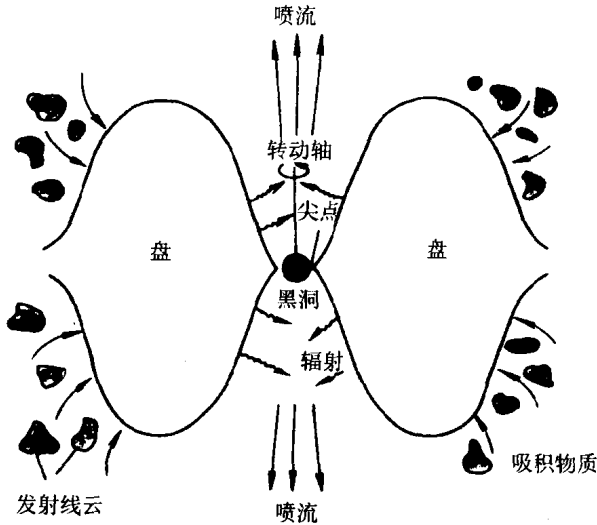


图 5.8 厚盘的几何形状,注意其尖点和狭长通道两个特征,
在远处盘又变薄
(取自 Wiita, P. J., 1991)

除了能产生超爱丁顿辐射以外,厚盘最优越的特征是有一对狭长的漏斗状通道.其成因是容易理解的:任何具有非零角动量的物质都不可能沿转动轴运动,而是必然会被离心力推开.“漏斗”的重要性在于,它提供了一种很自然的产生喷流的机制.那些落到黑洞附近因而角动量已很小的物质,大部分会被吸入黑洞,一

小部分则可能在某种加速机制作用下沿“漏斗”射出,形成狭长的、定向的喷流. 所以,“漏斗”同时造成了喷流的方向性和准直性. 至于加速机制,对辐射压厚盘来说,可能是来自“漏斗”壁的强大辐射. 在离子压厚盘的情况,如果中心是一个转动黑洞,则可能是通过某种途径被提取出来的黑洞转动动能.

迄今所知河内天体 SS433 中可能存在辐射压厚盘. 它也的确有一对相对论性喷流(速度 $\sim 0.26c$). 厚盘模型的应用对象主要是活动星系核. 类星体和较高光度的赛弗特星系中可能有辐射压厚盘,因为它们的辐射接近或超过爱丁顿光度. 而离子压厚盘的最佳应用对象是射电星系,这类星系核心部分的辐射很弱,却常有一对很强的射电喷流.

除了本节开头所说的那些技术性困难外,厚盘模型还有一些可能是更实质性的问题. 其一,按照广义相对论,厚盘内边界向内延伸的一个不利后果,是降低了吸积物质释放引力能的效率 η (参见 5.1.1 小节). 如果内边界伸到 r_{mb} , 则释能效率为零. 对辐射压厚盘而言,要产生高光度,就必须有极大的吸积率,吸积原料的供给问题变得更严重(参见 5.1.3 小节),而且还带来所谓“死”质量问题. 就是说,如果正常星系是活动星系因吸积原料消耗而停止活动的结果,则银河系及周围正常星系的核心应该有巨大的质量积累. 然而观测事实恰恰相反,正常星系核的质量小于活动星系核. 其二,厚盘“漏斗”产生喷流的机制在定性意义上是很好的,但定量计算表明辐射压似乎很难把喷流加速到其观测速度($0.9c$ 以上,甚至几乎等于光速). 而离子压厚盘在物理和数学上都过于繁难,尚无精确的计算结果. 其三,厚盘很可能有一种薄盘所没有的不稳定性. 已经证明,单纯转动的厚盘(即 5.4.2 小节所考虑的)对于一个非轴对称的扰动是不稳定的,它会在动力学时间(即转动时间)内瓦解. 当然,这种盘并不是吸积盘. 已有研究表明,加入吸积过程有希望把厚盘稳定下来. 但整个说来对稳定性问题的认识还很不清楚.

参 考 文 献

- Frank, J. , King, A. R. , Raine, D. J. , 1992, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press.
- Pringle, J. E. , 1981, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* , **19**, 137.
- Hernquist, L. , 1989, *Annals of the New York Academy of Sciences*, **571**, 190.
- Wiita, P. J. , 1991, *Beams and Jets in Astrophysics*, ed. , P. A. Hughes, Cambridge University Press, p. 379.

第六章 太阳的 X 射线辐射

张和祺 徐永煊

§ 6.1 引 论

6.1.1 一般特征

太阳是太阳系里唯一的恒星,在恒星当中,它离地球最近.太阳是地球上能量的主要来源,它的辐射对地球及其周围环境有重要影响.太阳还是地球上唯一能直接分辨出表面结构和能谱变化的恒星.因此,研究太阳对于太阳物理、天体物理和地球物理的发展都是重要的.

太阳辐射含有电磁辐射和微粒辐射.太阳电磁辐射的波谱很宽,从米波射电到 GeV 的 γ 射线都有,X 射线辐射是其中的一部分.

太阳 X 射线波长在 $0.02 \sim 100 \text{ \AA}$ 之间,分为硬 X 射线和软 X 射线两种.两种 X 射线的界限一般取为 1 \AA ,但不同的学者选取的界限值有所不同.

太阳 X 射线是 X 射线天文学的一个重要分支,这是因为,第一,它在一些重要现象,如耀斑和日冕动力学的研究中起重要作用;第二,在 $0.5 \sim 10 \text{ keV}$ 的能量范围内,太阳是天空最亮的源,太阳的亮度至少是最亮的非太阳 X 射线源 Sco X-1 的 10^3 倍;第三,太阳 X 射线强度是高度变化的,宁静太阳是 $10^{-1} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,大耀斑时是几 $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;第四,由于太阳是地球上唯一能研究表面细节的恒星,太阳 X 射线比天空任何其他 X 射线源都研究得仔细.在太阳上发生的一些物理过程也可能在其他 X 射线源上出现,因此太阳 X 射线的研究可为其他源提供借鉴;第五,X 射线天文学的进一步发展主要取决于仪器的发展,而新仪器往往

首先用于太阳观测. 由于这些原因, 在 X 射线天文学中, 太阳 X 射线天文学最先出现, 最先得到发展, 在一切宇宙 X 射线源中也是研究得最详细的一个.

6.1.2 研究历史

太阳是一颗普通 G2 型星, 光球温度 $6 \times 10^3 \text{K}$. 以前, 谁也没有料到这样一颗星竟有膨胀的外层大气和 X 射线辐射. 1938 年 Hulburt 首先提出“紫外线、X 射线和中性粒子”对地球电离层 E 层的形成起着重要作用. 这一观点对于开展 X 射线观测起了很大促进作用. 但当时, 并不知道这些辐射源同太阳有关, 而是盲目地观测. 通过观测, Grotrian 发现, 经过日冕电子散射, 夫琅禾费线加宽了. Edlen 发现, 在日冕里存在 Fe X 和 FeXIX 线. 这些发现同其他一些观测结果结合在一起, 表明日冕具有 $10^6 \text{K} \sim 2 \times 10^6 \text{K}$ 高温. 有了高温, 太阳上就有可能发射 X 射线.

1946 年美国海军研究实验实(NRL)的科学家在 Hulburt 领导下, 应用第二次世界大战后从德国俘获的 V-2 火箭开始了太阳短波辐射的测量, 1948 年 8 月 6 日第一次确切地测量到太阳 X 射线. 这是在一块铝箔后面放一张感光底片做成的简单仪器测量到的. 这次实验的成功揭开了 X 射线天文学序幕. 此后十年, 美国海军研究实验室继续进行这项测量, 当时它们是唯一进行这种测量的单位. 测量结果表明, 太阳是一个强 X 射线源. 太阳 X 射线强度同太阳活动有关(Kreplin, 1961).

美国海军研究室的测量激励了许多观测者, 到 1957 年为止, 十多个国家开始和计划测量太阳 X 射线. 1957 年 10 月前苏联成功地发射了第一颗人造卫星. 这一震撼全球的事件给空间天文学带来了福音, 天文学家梦寐以求的全波段天文有可能了. 从此太阳 X 射线观测得到了飞快的发展. 在太阳 X 射线测量中起过重要作用的卫星有“太阳辐射”卫星(Solrad)系列, “轨道太阳天文台”(OSO)系列、“天空实验室”(Skylab)、“太阳峰年卫星”(SMM)、“火鸟”卫星(Hinotori)和“阳光”(Yohkon)等.

1958年10月发生了日食. 在日食期间, 美国海军研究实验室用火箭测量到太阳活动中心的X射线. 根据测量的X射线流量12%来源于 $44\sim 60\text{ \AA}$ 辐射的事实, 判断起源于活动区上空的日冕(Kreplin, 1961). 1960年, 美国海军研究实验室用简单的针孔照相机拍摄到第一张太阳X射线像, 再一次证明太阳X射线辐射与活动区有关.

50年代, Elwert的理论工作堪与美国海军研究实验室的观测相媲美(Elwert, 1961). 他从1952年起, 详细计算了稳定的日冕X射线辐射和稠密的热日冕凝聚区X射线辐射特征, 正确地预计在X射线波长范围内, 大多数辐射是线辐射, 他对特殊波长范围内能流的估计也同后来的观测数据符合得很好.

地球电离层突然骚扰同远距离无线电通信中断同时发生的事实, 使人们对太阳耀斑辐射的研究产生了兴趣. 起初, 人们怀疑太阳 $\text{Ly}\alpha$ 辐射对电离层突然骚扰有重要作用. 美国海军研究实验室的观测确定, 对电离层突然骚扰起作用的不是 $\text{Ly}\alpha$ 辐射, 而是耀斑X射线. 他们还发现耀斑期间太阳X射线能谱明显变硬. 1958年, Peterson和Winckler用气球在 $10\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ 大气深度观测到几百keV能量的耀斑X射线(Peterson and Winckler, 1959), 这对我们了解耀斑现象起着重要作用. 根据X射线爆发同 10^4MHz 射电爆发在时间上的一致性, 推测硬X射线和射电辐射分别是由耀斑期间加速的一群高能非热电子的韧致辐射和同步加速辐射造成的.

X射线天文学发展在很大程度上取决于探测仪器的进步. 如前所述, 最初是在铝箔后面放一张照相底片测量太阳高能辐射的. Friedman等第一次把光子计数器用于高能辐射的测量, 这是技术上一大进步. 他们用的是盖革计数器. 这种器件容许在整个飞行中连续测量. 后来, 这种简单的光子计数器又被能详细测量光谱的仪器和能提供日面上X射线源位置与结构的仪器所取代. 1973年“天空实验室”升空时, 用掠射式软X射线成像望远镜测量太阳X射线. 这架仪器使X射线的测量技术达到了前所未有的水平. “天

空实验室”的观测对太阳 X 射线的发展起了重要作用. 80 年代, 美国发射了专门研究太阳耀斑的“太阳峰年卫星”, 日本发射了“火鸟”卫星. 两颗卫星的仪器在 X 射线成像技术上又有新的突破, 即都能在硬 X 射线波长上成像. “太阳峰年卫星”的成像能量是 $3.5 \sim 30 \text{keV}$, “火鸟”卫星是 $3.5 \sim 40 \text{keV}$. 它们的观测结果揭示了太阳硬 X 射线源的位置和形态, 源与耀斑环的关系以及日冕爆发等. 晶体频谱仪的应用大大提高了能谱分辨率, 发现了大量日冕 X 射线的发射线. “太阳峰年卫星”和“火鸟”卫星上的晶体频谱仪在耀斑脉冲相测出了蓝移和谱线加宽, 从而揭示出色球蒸发和耀斑脉冲相高温等离子体的动力学行为. 在提高能量分辨率方面, Lin 等人作了比较成功的尝试 (Lin, 1981). 他们用高纯锗探测器在气球上探测到一批微耀斑 X 射线辐射和能谱很陡 ($\gamma=11$) 的 X 射线耀斑, 其能量分辨率达到 1keV . Kane 等人发展了立体测量, 他们用“国际日地探险者-3 号”(ISEE-3) 和“先锋金星轨道站”(PVO) 测量了太阳硬 X 射线辐射的高度, 指出硬 X 射线辐射区的高度 $h \leq 2500 \text{km}$.

§ 6.2 太阳 X 射线辐射

观测结果表明, 太阳 X 射线主要是从日冕发射的, 它可分为宁静分量, 缓变分量和爆发分量三种. 宁静分量起源于上层色球和日冕的热辐射, 其流量基本上固定不变, 有连续辐射和线辐射两种成分. 缓变分量与活动区上空凝聚区的存在有关. 由温度在 10^7K 以上超热等离子体所发射. 高分辨率的太阳像指出, 日冕上活动区的结构与它下面的光球磁场有关. 爆发成分又称太阳 X 射线暴和 X 射线耀斑. 它与耀斑爆发及日面偶发性活动相伴. 太阳 X 射线暴的观测与研究充分揭示了太阳耀斑的非热特征. 它与射电微波爆发一起, 为建立太阳耀斑模型、耀斑触发机制和耀斑区粒子加速等过程提供了重要数据. 事实证明, 太阳 X 射线观测是研究太阳物理不可缺少的一种手段.

6.2.1 宁静日冕 X 射线辐射

发现太阳外部大气有高温等离子体存在时,曾经假设日冕热气体分布是球对称的,密度是径向减少的.这种简单模型虽然在理论上得到了流体静力学平衡假设的支持,实践上和测量的气体密度梯度相符,但是,即使在得到高分辨率太阳 X 射线像以前,日冕和日全食期间的可见光观测也指出,日冕等离子体存在复杂结构.因此,在讨论日冕辐射时,把日冕看成均匀的和宁静的是不合适的.现在,有复杂结构的日冕被分成了三个部分:宁静日冕、活动区和耀斑.宁静日冕定义为在一定程度上均匀的和对称的日冕区域,而把日冕上出现局部辐射增强的某些区域称为日冕活动区.

太阳软 X 射线像表明,具有复杂结构的日冕同下面色球和光球结构有联系.但日冕的活动区和太阳低层大气层中活动区不同,它们不是各自分开的、独立的,而是相互间存在着联系.产生这些结构的主要因素是磁场不均匀,因此 Culhane 和 Acton 用“正常日冕”来描述耀斑以外的一切日冕(Culhane and Acton, 1974).

从 1949 年开始,正式用火箭测量宁静太阳 X 射线辐射(Mandelstam, 1965).1957 年人造卫星上天以后,很快在太阳 X 射线探测中得到了应用.火箭测量的频带集中在 $2\sim 10\text{ \AA}$, $8\sim 20\text{ \AA}$, $44\sim 100\text{ \AA}$.测量指出,地球大气以外的太阳 X 射线辐射流量同波长有关:波长短于 10 \AA ,流量是 $10^{-5}\sim 10^{-3}\text{ erg}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$,波长在 $10\sim 20\text{ \AA}$ 之间为 $10^{-3}\sim 10^{-2}\text{ erg}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$,而波长在 $44\sim 60\text{ \AA}$ 的则是 $10^{-2}\sim 10^{-1}\text{ erg}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$.

宁静日冕 X 射线辐射并非总是固定的,它们有变化,变化规律是:(1) 100 \AA 以下的辐射在 24h 以内基本不变,在几天的时间尺度内有明显变化.波长愈短变化愈大.波长短于 10 \AA 的变化 10~100 倍, $10\sim 20\text{ \AA}$ 的变化 10 倍,而 $44\sim 60\text{ \AA}$ 的变化还不到 3.5 倍.(2)在更长的时间内变化明显地同太阳活动性有关.例如在太阳活动性小的 1953 年到太阳活动性大的 1959 年之间, $2\sim 8\text{ \AA}$ 流量增加 $6\times 10^2\sim 6\times 10^3$ 倍, $8\sim 20\text{ \AA}$ 增加了 60 倍, $44\sim 60\text{ \AA}$ 增加了 7 倍

(Kreplin, 1961). 在太阳活动性大的 1960 年至太阳活动性小的 1964 年期间, 宁静太阳 X 射线强度有以下变化:

8 \AA 从 $10^{-3} \sim 1.5 \times 10^{-3} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 降到 $10^{-6} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;

10 \AA 从 $2 \times 10^{-3} \sim 3 \times 10^{-3} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 降到 $10^{-5} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;

$10 \sim 20\text{ \AA}$ 从 $10^{-2} \sim 2 \times 10^{-2} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 降到 $10^{-4} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;

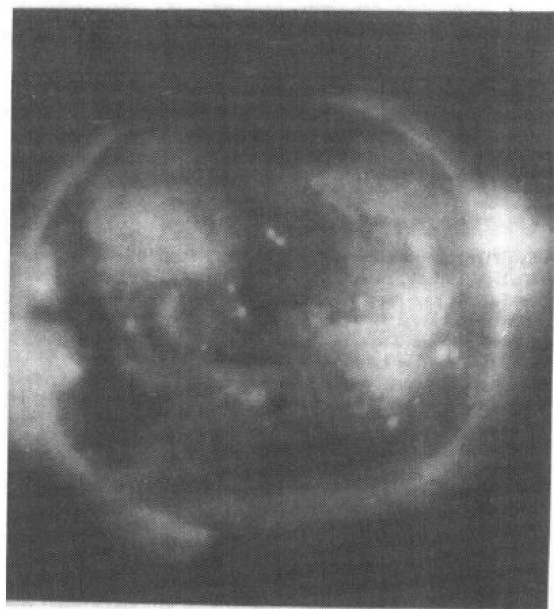
$44 \sim 60\text{ \AA}$ 从 $5 \times 10^{-2} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 降到 $10^{-2} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

由此可见, 宁静太阳 X 射线强度变化同其他太阳活动现象紧密相关.

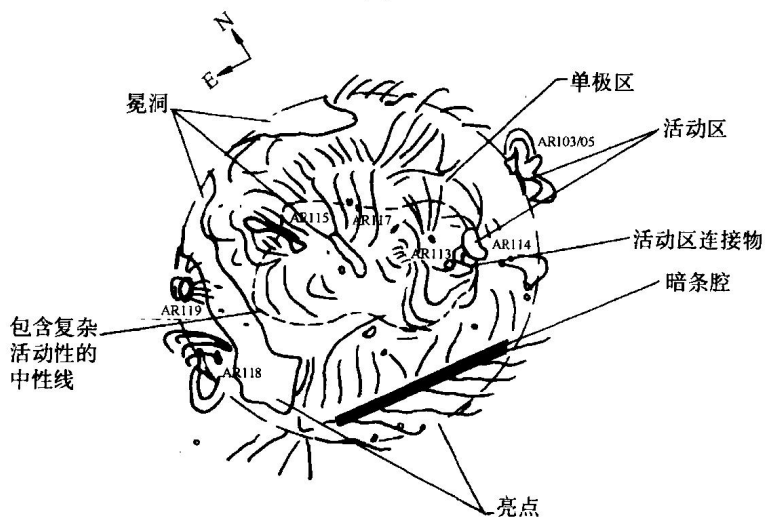
Elwert 指出, 在宁静太阳 X 射线谱中, 波长大于 33 \AA 的几乎全是线谱, 波长小于 30 \AA 的大部分是连续谱 (Elwert, 1961). 因此谱线观测是研究宁静日冕 X 射线辐射的重要手段之一. 日冕 X 射线辐射的连续成分由电子在质子、氦离子和其他元素离子场中自由-自由跃迁和自由-束缚跃迁产生的, X 射线谱线由电子在离子中束缚跃迁或由内层电子跃迁产生.

太阳软 X 射线像和 UV 像使我们清楚地看到了太阳日冕的真实面目. Vaiana 等在这方面做了很好的工作. 他们用 Wolter-1 型 X 射线成像望远镜在火箭上作了十年观测并从观测资料中证认出宁静日冕具有冕洞、冕环、亮点、活动区间连接物以及暗条腔等结构. 图 6.1 是“天空实验室”在 1973 年 5 月 28 日拍摄的太阳 X 射线照片, 空间分辨率为秒的量级. 照片上清楚地给出这些结构.

在太阳软 X 射线像上, 冕洞是最大、最突出的结构, 其特征是太阳 X 射线辐射明显低于平均辐射. 在图 6.1 上, 北极附近大片暗黑的区域就是冕洞. 这个“洞”并非一点热物质都没有, 微弱的边缘发亮暗示洞内有辐射存在. 由 X 射线辐射推得: 冕洞温度相当



(a)



(b)

图 6.1 1973 年 5 月 28 日 0336UT 太阳日冕 X 射线像

(a)用软 X 射线拍摄的日冕照片;(b)图 6.1(a)所展示的日冕结构

于 $1.4 \times 10^5 \text{K}$, 视线方向的辐射量度 $\int N_e^2 dl = 2 \times 10^{26} \text{cm}^{-5}$, 相应的电子密度 $N_e = 2 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$. 辐射流量约比“宁静日冕”小两个数量级.

冕洞明显同单极磁场发散区有关. 日面中央的冕洞, 冕洞的磁场极性相同, 冕洞边界是极性相反磁场区域的边界. 冕洞周围的结构图象显示“洞”内有物质向外散射, 即是开放磁场结构. 由于冕洞内磁场是开放的, “洞”内的日冕物质自由地膨胀到流体动力标高的高度, 因此我们可以期望冕洞是太阳风的重要风源. 这一观点已得到大量日-地观测资料的证实, 环绕太阳极区飞行的“尤里西斯”观测还指出, 高速太阳风起源于极区冕洞. “天空实验室”获得的太阳 X 射线像表明, 太阳风中物质流强同太阳上冕洞数目和面积有关.

在第 20 周太阳活动性上升期间, 对从冕洞流出来的流体速度进行了不定期的测量, 结果显示, 在上升的初期, 同冕洞有关的峰值流体速度为 $600 \sim 700 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 到活动最大期间, 同冕洞有关的峰值流体速度降低到 $500 \sim 600 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ (Sheeley, 1981). 低纬冕洞所含的磁流, 在峰年期间比谷年附近多 3 倍. 平均磁场强度, 在峰年附近是 $3 \sim 36 \text{Gs}$, 在谷年附近降到 $1 \sim 7 \text{Gs}$. 低纬冕洞中过渡区和日冕的 EUV 线同其他谱线相比, 出现了蓝移, 暗示有物质在上升. 蓝移量随高度增加而增加, 例如过渡区 OV $\lambda 629 \text{\AA}$ 线的蓝移是 $7 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 而日冕 Mg X $\lambda 625 \text{\AA}$ 线的蓝移是 $12 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$.

同冕洞开放的磁场位形相反, 在太阳软 X 射线像上, 不管活动区位于日面中心还是日面边缘, 都能见到复杂的管状拱形结构或是物质密度与温度都比较高的环, 它们称为冕弧或冕环. 宁静日冕 X 射线像上也有冕环. 冕环连接着两个不同极性的磁场区域. 宁静日冕上的冕环尺度从 $1''$ 以下到一个太阳角半径 ($32'$) 以上都有. 大尺度冕环根部同增加的色球网络面积有关. 估计冕环的温度和密度都比活动区低, 因为在较短的波长照片上见不到冕环. 如果日面边缘的封闭环高度和日面上相似的环相同, 那么环底的温度

将是 $1.6 \times 10^6 \text{K}$, 视线方向的辐射量度是 $5 \times 10^{27} \text{cm}^{-5}$, 密度是 10^9cm^{-3} , 辐射流量是 $10^5 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Cheng 等人发现, 在 X 射线波长上, 最亮的区域相应于稀疏的稳定环, 温度 T 高于 $2 \times 10^6 \sim 3 \times 10^6 \text{K}$ 的热环是粗环, 温度 T 低于 $2 \times 10^6 \sim 3 \times 10^6 \text{K}$ 的冷环是细环. 单个环的尺寸太小, 很难研究.

太阳活动区大多数由许多细而长的冕环(弧)所组成. 冕环同下面的光球磁场有关, 是光球的能量输往日冕的主要通道. 它们连接着单个活动区内极性相反的磁区, 也连接着不同的活动区. 环足位于磁场极性相反的黑子周围, 有些被扭曲或弯成 S 形. 环的直径远小于其长度, 截面积基本不变.

多数冕环连续不断地向外膨胀, 也有少数在收缩, 还有一些环的变化很难确定: 它们在闪烁, 有时还出现振荡.

冕环不仅出现在 X 射线波段, 紫外和可见光也有.

普里厄斯特指出, 冕环可分为五类, 它们的参数列在表 6.1 里, 该表指出, 不同种类的冕环物理性质很不相同. 高空间分辨率观测指出, X 射线最亮的环比较稳定, 比较弥散. 比较各种温度形成的谱线发现, 温度 $T_e \simeq 2.5 \times 10^6 \text{K}$ 的环比较弥散, 寿命比

表 6.1 冕环种类及其参数

种 类	长度(L) ($\times 10^4 \text{km}$)	电子密度(N_e) ($\times 10^8 \text{cm}^{-3}$)	温度(T_e) ($\times 10^6 \text{K}$)
相互连接环	2~70	7	2~3
宁静区环	2~70	2~10	1.5~2.1
活动区环	1~10	5~50	2.2~2.8
耀斑后环	1~10	~10	~4
单耀斑环	1~50	~1	~40

较长. 这就是说, 冕环的形态和演化过程与温度有关. 根据温度可将冕环分成热环和冷环两种. $T_e \geq 2 \times 10^6 \sim 3 \times 10^6 \text{K}$ 的热环比较弥散; $T_e < 2 \times 10^6 \sim 3 \times 10^6 \text{K}$ 的冷环比较纤细. 布拉格晶体频谱仪

测量指出,冕环中有高次电离谱线.这暗示冕环中具有 $T_e \geq 7 \times 10^6 \text{K}$ 的物质.这些物质位于环中什么位置,目前还难以确定.罗斯纳等人根据稳态流体静力学平衡理论指出,环中最高温度 T 只能出现在环顶. T 的数值同环内压力 P 和环的长度 L 有关, $T_{\max} = 1.4 \times 10^3 (PL)^{1/3}$, 环中热的气体所含能量同环的“年龄”有关,大而老的环能量较少,小而年轻的环能量较多.

在太阳软 X 射线像上能见到许多明亮的亮点随机地散布在日面上,它们同任何活动区都无关,却同普遍磁场中小偶极区和 CaK 网络的增强有联系.由于它们的 X 射线亮度较强和具有偶极性质,这些亮点代表着日冕低层普遍磁场的封闭磁结构.

“天空实验室”的观测可以使人们详细地研究亮点特征.典型的亮点尺寸:外围直径 $2 \times 10^4 \text{km}$, 核心直径 $5 \times 10^3 \text{km}$; 在一张普通照片上,能见到 100 个亮点均匀地分布在太阳表面上.没有 X 射线辐射的区域,可见的亮点数密度是平均值的 3 倍;估计在整个太阳表面上亮点总数为 500 个左右;亮点覆盖的表面积约为太阳表面的 1%,亮点寿命在 5~45h 之间,平均为 8h;一个亮点由弥漫的外部云和中间亮核组成.弥漫云总在亮核增长之前增长,在亮核开始衰减之后才开始消失.这种行为和在活动区中见到的情形相类似.

一个亮点达到的最大面积 A_{\max} 同它的寿命 τ 有关,

$$A_{\max} \sim 2.5 \times 10^7 \tau \text{km}^2 \quad (6.1)$$

式中 τ 以 h 为单位.亮点增长的速率约为 $1 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 面积和寿命同超米粒组织相类似.这些事实暗示两个现象有联系.

亮点的温度约为 $1.6 \times 10^6 \text{K}$, 辐射量度 $\int N_e^2 dV = 3 \times 10^{28} \text{cm}^{-5}$, 数密度约为 $7 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$. 因为这些特征出现在磁场里,暗示磁场强度 B 大于 10Gs, 亮点总辐射为 $3 \times 10^{23} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 如果把 X 射线亮点同浮现的磁流区联系起来,亮点的辐射能可能主要来自太阳磁场.因此研究 X 射线亮点能够促进太阳发电机理论的发展.

在亮点中,约有 10% 表现出闪耀行为,即在分钟的时间尺度

上表面亮度能增加 10 倍,但几小时以后可完全消失.

闪耀行为、在结构上与活动区相似以及同偶极磁区有关等暗示 X 射线亮点可能是锥型活动区. 另一方面,它们均匀分布在太阳表面上,表明它们与活动区不是同一种方式产生的. 一般认为,亮点与活动区可能都是太阳表面以下磁场缠绕的结果. 活动区的磁场缠绕是太阳较差自转造成的,亮点的磁场缠绕可能是对流区里的湍动.

太阳 X 射线像指出,活动区周围有时被大尺度弧状结构连接成“活动性复合体”. 在一些太阳软 X 射线像上,连接物在太阳上跨越 60° 经度、 90° 纬度. X 射线像和下面的纵向光球磁场相比较指出,连接物连接着极性相反的磁场区域,也连接着邻近的活动区和太阳赤道附近两个半球上的先导磁场.

在软 X 射线像上,宁静暗条周围有时可见到 X 射线辐射较弱的区域,这些区域就是暗条腔. 暗条腔一般位于 H_α 暗条的上方,可达到光球以上 10^6km .

在软 X 射线像上还能见到宁静日冕边缘增亮现象,这在图 6.1 上非常清楚. 所谓边缘增亮就是日面边缘的 X 射线辐射像比日面中心明亮. 这是注视日面边缘比观看日面中心能看到较多热物质的缘故. 边缘增亮不仅在软 X 射线像上看到,在 EUV 和射电辐射中也有.

6.2.2 活动区 X 射线辐射

大多数太阳 X 射线辐射来自活动区. 在 X 射线照片上,日冕活动区的面貌和色球单色像相似,但不完全相同. 活动区无论出现在日面边缘还是出现在日面上,都能见到复杂的管状拱形或密度与温度都增加的环. 高分辨率 X 射线照片还表明,日冕活动区结构和下面的光球磁场有关,磁环连接极性相反的磁场区域. 大多数观测指出,X 射线辐射强度最大值出现在纵向磁场中性线附近,当磁场梯度很大或者磁场位形复杂的时候,常有亮核穿过中性线,将极性相反的磁场区域连接起来.

太阳活动区 X 射线辐射增强是在 1958 年 10 月 12 日发现的,当时发生了日全食,当月亮从日面上通过的时候,火箭载宽带光子计数器作了四次测量. 结果表明,有强烈谱斑活动的日面东边比没有活动的日面西边 X 射线辐射强 6 倍. 后来用针孔摄影术在 $5\sim 50\text{ \AA}$ 范围内测量证实活动区上方日冕里的确有显著的 X 射线辐射,而且 X 射线辐射源同 Ca II 谱斑相关得很好,辐射区和日面背景的 X 射线强度差还大于 9.1cm 的射电辐射. 这样的区域至少延续到光球以上 $0.06R_{\odot}$ 的高度. 一维狭缝对太阳表面扫描指出,一些辐射区的直径可能小于 $1'$, $8\sim 15\text{ \AA}$ 波长观测的辐射区比 $44\sim 60\text{ \AA}$ 波长观测的小. 观测的波长变短,活动中心上方的 X 射线辐射与宁静太阳表面的强度差变大. Mandel'stam 评述空间测量结果时指出, X 射线辐射增加的区域结构很复杂,有些结构还没鉴别出来,似乎是由一些大而稍冷的区域中间夹一个较热的核心组成的 (Mandel'stam, 1965). 高空间分辨率的掠射式软 X 射线成像望远镜使我们能直接研究 X 射线辐射区的结构. Vaiana 等人用这种望远镜得到了空间分辨率为 $1''$ 的 X 射线辐射照片,它不仅给出无耀斑时活动区上方的 X 射线像,也给出有耀斑时 X 射线像. 这些像表明,凡是 H_{α} 辐射上的活动区在 X 射线照片上都能找到对应体,但 H_{α} 和 X 射线辐射区的对应性同辐射区在太阳表面上的位置有关. 在日面中心附近, X 射线区域的形状和边界都同 H_{α} 亮区符合得很好,而在日面边缘, X 射线像只显示 H_{α} 像上已经见不到的上层日冕结构的形状和边界 (Vaiana, 1968). 这种现象表明, X 射线辐射区和 H_{α} 不在同一层次,因而出现了明显的投影效应.

用布拉格晶体频谱仪对活动区的观测得到了大量 X 射线辐射谱线. 这些谱线的存在,表明 X 射线源是日面上的局部区域, X 射线谱线是从活动区上方辐射的. Fritz 等 (Fritz et al., 1967) 曾经在太阳活动低的年份观测了 $1\sim 8\text{ \AA}$ X 射线谱线,报告了下列高次电离的线: CaXX, Ar XVIII, SiXIV 和 SiXIII 等. 这些电离状态比以前在日冕线甚至在活动区线中见到的都高. Rugge 和 Wolke 在

10~25 Å 波长范围内观测和证认了 50 多条谱线. 这些证认也为 Fritz 等人所证实(Rugge and Wolker, 1968).

综上所述, 已用五种方法测量过 X 射线辐射源在日面上的分布, (1)用布拉格晶体频谱仪观测 X 射线谱线宽度. (2)在宽阔的 X 射线波长范围内用狭缝扫描太阳表面. (3)应用针孔成像技术拍摄 X 射线像. (4)用掠射式软 X 射线成像望远镜拍摄 X 射线像. (5)用电离室等探测器测量 X 射线流量. 此外, 还用布拉格晶体频谱仪同多丝机械准直器配合获取 X 射线辐射源的空间和能谱知识.

观测结果表明, (1)44~60 Å 的软 X 射线辐射在宁静日面上分布是均匀的, 但在活动区中则有明显的增强. (2)8~12 Å 的硬 X 射线源的几何尺寸比 44~60 Å 的软 X 射线小, 一些源小到 1' 左右. (3)8~28 Å 的 X 射线强度和 FeXIV 电离线的强度非常相关. (4)日面边缘的 X 射线辐射谱明显比与谱斑区有关的 X 射线辐射谱软, X 射线源的尺寸和大谱斑区差不多. 8~12 Å 的辐射源则比较小. 这表明日冕凝聚区由两部分组成, 外部的巨大区域温度比较低, 里面的较小区域是灼热的. (5)日冕的高温部分是很局部的, 活动区与周围日冕高次激发线强度相差很大. (6)大多数太阳 X 射线辐射来源于寿命为几天到几个月的活动区, 根据 O VII 和 Ne X 的观测, Acton 等指出, O VII 形成区电子密度小于 $6 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$, 而一般日冕的电子密度则在 $4 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ 左右. (7)在太阳活动极小期间活动区对宁静区 X 射线增量, 各个波段为: 44~60 Å 10 倍, 8~20 Å 20 倍, 而 0~8 Å 100 多倍.

一般认为, 日冕是由对流区湍动所产生的波能耗散加热的, 活动区的高温是波在强磁场中传输和耗散的结果. 在光球底部, 这些波的能流是 $10^7 \sim 10^8 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, 如果它的 10% 耗散在日冕里, 就能使活动区保持很热. 然而这一观点并没得到证明. 目前, 连这一部分能流能否通过色球传输到日冕并在那里耗散还没有得到证明, 甚至连加热过程中所产生的波运动和激波也没有得到观测证实. 关于日冕加热的另一种观点是扭曲和压缩的磁场位形的弛

豫. 当这种弛豫发生的时候, 耗散的能量使活动区加热. 按照这种观点, X 射线辐射的增加同磁流浮现和磁场位形的其他结构变化有关. 这种关系已得到证实, 在磁中性线附近 X 射线辐射增强就是一种证明. 因此, 这种观点的生命力比较强.

太阳 X 射线像表明, 由 X 射线造成的活动区辐射损失是 $10^{26} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 数量级, 辐射流量是 $5 \times 10^6 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. 由传导反馈到色球的能量损失在数量上很难估计, 因为它取决于温度梯度和传导的有效面积, 而它们由磁图决定. 由 EUV 研究给出的温度梯度表明, 低日冕的传导流量应当是 $10^6 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 量级. 这表明传导损失和辐射损失同数量级. 活动区的热能容量是 10^{30} erg 数量级, 因此在没有连续能量输入的情况下, 冷却时间需要 1h.

6.2.3 耀斑 X 射线辐射

耀斑是活动区里有限体积上的突然闪耀, 是太阳系里能量最大的爆发现象. 最初是在光学波段观测到的, 但耀斑辐射不局限于光学波段, 从米波射电到 GeV 的 γ 射线都有, 它还辐射高能粒子和激波, 有些耀斑中还有 CME 现象. 因此太阳耀斑是一种多种类和多波段的爆发现象, 按照耀斑辐射, 太阳耀斑可分为 H. 耀斑, 白光耀斑, 射电微波爆发, UV 和 EUV 爆发, X 射线耀斑, γ 射线耀斑以及质子耀斑等, X 射线耀斑只是耀斑中的一种.

X 射线耀斑又称太阳 X 射线爆发, 它和射电微波爆发一样, 出现在耀斑的脉冲相或脉冲耀斑中, 有软 X 射线耀斑和硬 X 射线耀斑两种. 在一个事件中, 有的两种 X 射线都出现, 有的只出现一种. 两种 X 射线都出现时, 软 X 射线总在前面出现, 在软 X 射线辐射强度达到一定水平时, 才出现硬 X 射线辐射.

软 X 射线耀斑是 X 射线光子能量 ϵ 小于 10keV 的耀斑, 它是温度 T 高于 10^7 K 的热等离子体产生的, 有连续辐射和线辐射两种. 连续辐射的波长主要位于 20 \AA 以下和 $44 \sim 60 \text{ \AA}$ 之间. 但 $10 \sim 100 \text{ \AA}$ 波长范围内的耀斑大部分能量是以连续谱发射的. 在耀斑中软 X 射线谱线有 $\text{FeXVII} \sim \text{FeXXVI}$ 发射线, 类 H 离子 MgXII 、 SiXIV 、

SiXVI、CaXIX 和 CaXX 的辐射. OSO-4 资料指出, 在 $1.6\sim 2.2\text{ \AA}$ 波长范围内, 谱线为类 He 的镍和铬辐射, 波长增加, 逐渐出现类 H 和类 He 的钙离子、硫离子、硅离子、铝离子和镁离子. 波长大于 3 \AA , 线辐射和连续辐射叠加在一起并有快速变化的特征. $3\sim 8\text{ \AA}$ 的谱线明显出现蓝移, CaXIX 和 FeXXV 的蓝移揭示了耀斑环里重要动力学特征: 在耀斑脉冲相之前几分钟耀斑环里物质快速上升, 其速度达 $150\sim 400\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. 脉冲相前 30s 上升速度达到最大, 以后慢慢减小. 一般认为, 这种上升运动是色球物质烧蚀和蒸发的结果.

光子能量为 $10\sim 300\text{ keV}$ 的 X 射线耀斑称为硬 X 射线耀斑, 硬 X 射线辐射是太阳活动最灵敏的指示器, 对于了解太阳扰动, 特别是日冕扰动很有用处.

图 6.2 给出一个典型硬 X 射线耀斑的时间序列及其同其他辐射的关系. 它指出: (1) 硬 X 射线耀斑具有先兆相、脉冲相和缓变相等三个相位. (2) 一个硬 X 射线耀斑的硬 X 射线辐射具有脉冲和缓变两种成分. 脉冲成分是脉冲式的, 持续时间短, 有许多尖峰结构. 缓变成分比较平稳, 持续时间长, 无尖峰结构. 大多数硬 X 射线耀斑两种成分都存在, 而且总是脉冲成分在

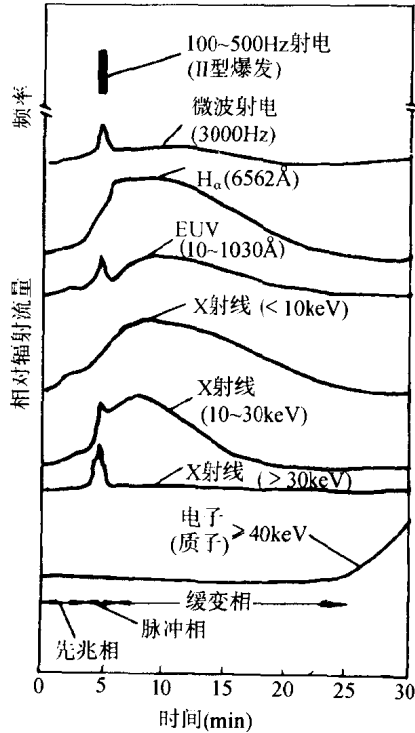


图 6.2 硬 X 射线耀斑的时间序列及同其他耀斑辐射的关系

前, 缓变成分在后. 纯粹脉冲耀斑和缓变耀斑数量都很少. (3) 硬 X 射线耀斑同其他耀斑如 H_α 耀斑、射电微波爆发, UV 和 EUV 爆发, γ 射线耀斑以及质子耀斑等都有一定的关系.

耀斑 X 射线辐射在太阳耀斑物理研究中起着重要作用, 因此我们着重讨论它.

§ 6.3 太阳 X 射线耀斑

在 X 射线能量范围内太阳上出现的一种爆发现象称为太阳 X 射线耀斑, 又称太阳 X 射线爆发. 自从 1958 年 3 月 20 日发现太阳硬 X 射线爆发以来, 耀斑 X 射线的研究受到极大重视, 许多卫星在耀斑探测中发挥过作用, 其中“太阳峰年卫星”、“火鸟”卫星和“阳光”卫星还是太阳耀斑专门探测卫星. 这些卫星对太阳耀斑 X 射线流量、能谱和位置进行了研究, 有些卫星还拍摄了日面 X 射线像. 这些观测大大丰富了我们的耀斑物理知识.

6.3.1 耀斑特征

1. 分类

太阳 X 射线耀斑是多种多样的, 这反映耀斑的形态和性质不同. 根据形态和性质, 学者们对太阳 X 射线耀斑进行了分类. 由于各人运用的资料不同, 得出了不同的类型.

Pallavicini 小组根据“天空实验室”得到的边缘耀斑软 X 射线像, 将耀斑分为 I 类耀斑和 II 类耀斑 (Pallavicini et al., 1977). I 类耀斑是致密事件, 又名有限耀斑和致密耀斑. II 类耀斑是延展耀斑, 又名双带耀斑, 动力学耀斑和长寿命事件. 两类耀斑的特征见表 6.2.

Tanaka (1983) 和 Tsuneta (1983) 根据“火鸟”卫星的观测, 特别是观测的硬 X 射线的时间、空间和能谱的特征, 将太阳 X 射线耀斑分为 A、B 和 C 三类. A 型耀斑又称热耀斑, B 型和 C 型分别称脉冲耀斑和缓变耀斑. 三类耀斑的主要特征见表 6.3.

表 6.2 两类软 X 射线耀斑的比较

耀斑特征	I 类耀斑	II 类耀斑
辐射源面积	小($30''$)	大($>60''$)
高 度	低($<10^4\text{km}$)	高($5\times 10^4\text{km}$)
寿 命	短($10\sim 20\text{min}$)	长($>1\text{h}$)
上升和衰减	快	慢
能量密度	高	低
有关的行星际电子谱	低能: 幂律谱 高能: 平谱	幂律谱
行星际 $I_e(4\sim 9\text{MeV})/I_p(9\sim 23\text{MeV})$	大($0.02\sim 10$ 以上)	小($0.001\sim 0.08$)
有关的射电爆发	III 型、II/V 型	I 型、IV 型、I/IV
与行星际激波的关系	无关	有关
与日冕质量抛射关系	无关	有关

表 6.3 三种类型的 X 射线耀斑特征

耀斑特征	A 型耀斑	B 型耀斑	C 型耀斑
源的结构和位置	源的结构: 致密, 简单, 位于光球上方约 5000km	源区较小, 有 $2\sim 3$ 个源, 位于色球	大尺度源, 位于光球上方约 10^4km 量级
能谱结构和变化规律	高温($2.3\times 10^7\text{K}$)、高密度($>10^{20}\text{cm}^{-3}$)的热等离子体辐射谱: $\epsilon\leq 40\text{keV}$ 是 $3\times 10^7\text{K}\sim 4\times 10^7\text{K}$ 的热谱, $\epsilon>40\text{keV}$ 是 $\gamma\geq 7$ 的幂律谱	双幂律谱变化规律: 软 \rightarrow 硬 \rightarrow 软	较硬的幂律谱变化规律: 软 \rightarrow 硬 \rightarrow 更硬
时间结构	缓慢的变化, 时标 $>1\text{h}$, $\epsilon\leq 40\text{keV}$ 缓慢变化, $\epsilon>40\text{keV}$ 脉冲变化	快速变化, 时标为秒的量级, 有尖峰脉冲存在	缓慢的变化, 时标为分的量级, 平滑
其他	微波辐射相当弱	下面是剪切磁场	微波富裕, 有 III 型和 IV 型射电爆发共生

Bai 和 Sturrock(1989)根据耀斑的多波段观测资料把太阳耀斑分为五类:(1)热硬 X 射线耀斑. 这类耀斑除“脉冲成分一般叠加在缓变成分之上”和“不与 II 型和 IV 型射电爆发共生,不出现第 2 相加速”外,均和表 6.3 中 A 型耀斑相同.(2)非热硬 X 射线耀斑. 多数强耀斑属于此类. 耀斑中能量释放是脉冲式的,耀斑环中电子加速和等离子体加热也是脉冲式的. 有时标为 0.1~30s 的脉冲变化和 $\gamma \sim 3.5$ 的中等能谱. 耀斑能量主要在脉冲相释放. 脉冲相沉降到色球的电子突然加热色球,把色球加热到日冕温度. 在一些耀斑中还能见到 II 型和 IV 型射电爆发,但不出现第 2 相位加速特征.(3)脉冲 GR/P 耀斑. GR/P 是 γ 射线和质子的缩写. 这类耀斑具有硬 X 射线耀斑的一切特征,还有一些硬 X 射线耀斑所没有的特征,例如在脉冲相电子被加速到相对论性能量,质子被加速到发射 γ 射线的能量;硬 X 射线能谱较软;大多数事件有 II 和 IV 型射电爆发共生,但很少出现行星际激波和逃逸到行星际空间的脉冲加速粒子.(4)缓变 GR/P 耀斑. 这类耀斑特征同表 6.3 中的 C 型耀斑.(5)与宁静暗条爆发共生的耀斑. 宁静暗条爆发不一定同耀斑一一对应,但它能与 H α 增亮、GRF 微波爆发以及软 X 射线辐射共生,故将它列入耀斑,且自成一类.

仔细分析以上三种分类可以发现,太阳 X 射线耀斑可按“脉冲”和“缓变”分为两大类. 表 6.2 中 I 类耀斑、表 6.3 中 B 型耀斑以及 Bai 和 Sturrock 分类中的(2)、(3)两类耀斑是脉冲耀斑. 表 6.2 中 II 类耀斑,表 6.3 中 C 型耀斑以及 Bai 和 Sturrock 分类中的(4)类耀斑是缓变耀斑. 三种分类中的热耀斑也有脉冲和缓变两种性质.

2. 相位

X 射线耀斑往往由形态和性质不同的几个相位组成,相位划分与能量释放有关,早期分为脉冲和缓变两个相位. 脉冲硬 X 射线爆发和脉冲微波爆发时间叫脉冲相,此间有大量能量输入 X 射线辐射区. 缓变相大多没有能量释放,只是慢慢衰减脉冲相释放的能量. 但大量观测表明,这种看法只适用于通过脉冲相释放所有能

量的小耀斑,大多数耀斑不是这么简单,它们不仅在脉冲相释放能量,在脉冲相之前和之后都有能量释放.因此自1980年以来,两个相位观念被三个相位所取代.三个相位是耀斑先兆、脉冲相和缓变相.每个相位都有能量释放.

不管哪一种划分,都认为脉冲相是耀斑的主相.脉冲相的时标是几分钟,耀斑空间尺度是 $1''$ 左右,这是耀斑快速变化时期,能量释放速率高达 $10^{30}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$.在此相位,在硬X射线光变曲线上见到激烈变化的尖峰脉冲;在一些爆发的硬X射线像上见到等离子体上升和日冕爆炸;在软X射线谱线上见到蓝移和谱线加宽;在高纯锗探测器资料上见到高低两种温度的等离子体;在一些大耀斑 γ 射线资料中见到电子韧致、核退激、正负电子湮灭和中子俘获等核过程产生的 γ 射线谱线.这些观测暗示,脉冲相在耀斑环里存在粒子束,它们沿着一个或几个流管运动,耀斑区就是这些传导波面上的粒子束加热的.

脉冲相的一个重要发现是最热的等离子体的动力学行为.这是由CaXIX、FeXXV和FeXXVI共振线蓝移和谱线加宽得到的.蓝移指出,耀斑开始时等离子体上升速度是 $300\sim 400\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$;耀斑爆发开始以后,蓝移量和等值宽度逐渐减少;蓝移成分有明显的边缘效应,即只有 $\theta < 60^\circ$ 的耀斑才出现蓝移.这些观测暗示,在耀斑初期不仅有热等离子体上升,而且主要是垂直上升的.谱线加宽指出,最宽的谱线轮廓出现在脉冲相初期;谱线加宽没有系统的边缘效应,但与X射线源的致密程度成负相关关系,即致密耀斑的谱线加宽比延展耀斑显著;最大谱线宽度与最大电子温度无关.这表明在耀斑初期存在各种各向同性的流体.耀斑开始后,各种流体逐渐趋向均一化,因而谱线加宽逐渐减少.

先兆相出现耀斑先兆.耀斑先兆是出现在脉冲相以前的一切瞬时效应,包括不在耀斑位置上出现的先兆现象(Priest, 1986).先兆现象有相似耀斑,同步耀斑,软X射线辐射,EUV辐射,日冕质量抛射(CME)以及耀斑前加热等.有趣的是,在耀斑先兆中没有射电微波辐射.这说明先兆现象不是非热电子产生的,而是一种

热辐射. 软 X 射线先兆一般在耀斑爆发前 10 分钟以前出现, 其特征是软 X 射线流量慢慢上升, 上升到一定水平时出现硬 X 射线爆发. 软 X 射线瞬时增强区一般出现许多环形结构. 它们靠近耀斑区, 但不一定在耀斑位置上. 瞬时增强的形状和位置都与即将出现的脉冲相爆发的形状和位置相同. EUV 先兆在同一个耀斑位置上出现相似耀斑, 在不同的耀斑位置上出现同步耀斑. 这说明耀斑能够“传播”.

脉冲硬 X 射线爆发的能量在脉冲相的几秒至几十秒内全部释放完, 缓变相是热的耀斑等离子体慢慢冷却. 在缓变相, 由爆发区向上运动的热气体形成一个广延的弥漫云, 云的面积慢慢增加. 这些云投影在日面上时, 位置同脉冲相 H_α 上的一小块“亮区”相符, 但面积比亮区大; 出现在日面边缘时, 位置比脉冲相的“亮区”高, 形状像“对流羽”.

应当指出, 这里所述的三个相位是对一般耀斑而言的, 不是每个 X 射线耀斑都这样, 只出现一个尖峰脉冲的短时标小耀斑不出现耀斑先兆和缓变相. 而缓慢上升和衰减的纯缓变耀斑, 脉冲相则不明显.

3. 源的位置和结构

硬 X 射线耀斑的空间分布和大小很难直接测量, 在 80 年代前, 只有 Takakura 等人用调制准直器作过一维观测 (Takakura, 1971), 其他的一切测量结果都是整个日面的总流量, 就是 Takakura 等人的测量也只给出源的位置线, 源的空间分布依然没有给出.

有关太阳耀斑硬 X 射线爆发区的空间分布知识, 以前几乎都是靠间接测量及与它同时发生的光学耀斑得知的. 间接测量爆发源位置的方法有两种: 一是观测日面边缘后面的耀斑, 二是用几艘位于不同日面经度和纬度上的飞船对同一源进行立体测量. 前一种方法测得硬 X 射线源位于光球以上 $10^4\text{km} \sim 2 \times 10^4\text{km}$, 有些达到 $7 \times 10^4\text{km}$. 这种方法只适用于出现在日面边缘后面的耀斑, 对于投影在日面上的耀斑就无能为力了. 用后一种方法对 16 个 X

射线源的垂直结构作过测量,这是用“国际日地探险者-3号”、“先锋金星轨道站”和“太阳神-2号”等卫星测量的.结果表明,硬X射线绵延的高度范围很大,起码在光球以上2500km以上有硬X射线辐射,但辐射最强的部分在2500km以下.

1981年,“火鸟”卫星上太阳硬X射线成像望远镜给出第一个硬X射线爆发源的位置.根据“火鸟”卫星和“太阳峰年卫星”的测量,太阳X射线耀斑在日面上分布规律是:

(1)高能辐射向日面边缘集中.统计结果表明,光子能量 $\epsilon > 300\text{keV}$ 的高能耀斑出现在日面经度 $\theta > 60^\circ$ 的数目约占各向同性分布的40%,比同样 θ 范围的 H_α 耀斑、GOES耀斑以及HXRBS在 $\epsilon < 300\text{keV}$ 能量范围观测的耀斑数都多.光子能量 $\epsilon > 10\text{MeV}$ 的高能耀斑分布也明显向日面边缘集中.例如在1980年2月至1986年2月探测的12个高能耀斑中,10个位于 $\theta > 60^\circ$ 区域,只有2个出现在 $\theta < 60^\circ$ 区域.高能辐射向日面边缘集中的现象对于硬X射线辐射理论非常重要.一般认为硬X射线是非热电子韧致产生的.如果非热电子是各向异性的,则硬X射线应当各向异性.一些学者试图通过偏振测量来确定硬X射线辐射有无方向性和偏振,所得的结果很不一致.高能辐射向日面边缘集中表明硬X射线辐射存在方向性.

(2)边缘耀斑能谱比中心耀斑硬.这是由几颗卫星上不同探测器测得的结果统计出来的,有一定的代表性.表6.4列出这方面的结果.它表明,虽然不同能量的 $\Delta\Gamma = \Gamma_d - \Gamma_L$ 不相同,但有一个共同特性,日面中心耀斑谱指数 Γ_d 大于日面边缘耀斑谱指数 Γ_L .这一现象也表明产生硬X射线的非热电子是各向异性分布的.因为它们能用非热电子各向异性分布模型很好的解释.

(3)硬X射线源集中在两个日面经圈上. Verma 等分析了“火鸟”卫星在1981~1982年观测的315个 ϵ 在17~359keV范围的硬X射线爆发日面经度分布(Verma, 1985),发现17~40keV的硬X射线爆发多数出现在 110° 、 140° 、 290° 和 320° ,其次出现在 10° 、 150° 和 220° .峰值流量大的和比较大的硬X射线爆发也出现

在 110° 、 140° 、 290° 和 320° . 就是说, 无论爆发出现的频率, 还是强大的爆发都有集中在 110° 、 140° 、 290° 和 320° 的倾向. 这里 290° 与 110° 相差 180° , 320° 与 140° 亦相差 180° , 换句话说, 它们分别位于 $110^\circ \sim 290^\circ$ 和 $140^\circ \sim 320^\circ$ 两个经圈上. 这一结论只是从 2 年资料中得到的, 可靠性尚需进一步证实. 但太阳黑子群和质子耀斑都有活动经度存在, 因此 X 射线爆发存在活动经度是不足为怪的.

表 6.4 日面边缘和中心硬 X 射线能谱的差异

测量卫星	测量能量(keV)	幂律谱指数 Γ	$\Delta\Gamma = \Gamma_d - \Gamma_L$
SMM	25~100	45 个日面中心耀斑平均 $\Gamma_d \sim 4.22$ 27 个日面边缘耀斑平均 $\Gamma_L \sim 3.71$	0.51
金星-13 号	50~300	37 个耀斑平均, 中心 $\Gamma_d \sim 4.3$ 37 个耀斑平均, 边缘 $\Gamma_L \sim 3.2$	~ 1.1
SMM/GRS	300~1000		~ 0.37

1967 年开始探索耀斑硬 X 射线爆发源的结构, 但至今这个问题尚未完全探明. 1967 年, 前苏联科学家利用“宇宙-166 号”和“宇宙-230 号”进行这项工作, 所用的波长 $1 \sim 10 \text{ \AA}$, 准直器的分辨率 $15''$, 该装置测得 X 射线耀斑区是一个长 $1' \sim 2'$ 、宽约 $15''$ 的细长区域(Beigman, 1969). 美国人也进行了这项研究, 他们用准备放在“天空实验室”上的软 X 射线成像望远镜拍摄日面活动区的软 X 射线像. 望远镜的工作波长是 $3.5 \sim 13.5 \text{ \AA}$, 空间分辨率优于 $10''$, 发现了 1968 年 6 月 8 日事件的辐射源呈类环结构. 该环连接着磁中性线两边极性相反的磁场区域(Vaiana, 1973、1968). 这种类环结构同后来的“太阳峰年卫星”和“火鸟”卫星上成像仪器所得的结果很相似. 这表明类环结构是 X 射线源的普遍特征. 此外, “轨道太阳天文台-7 号”(OSO-7)探测到 1972 年 8 月 2 日的辐射源也具有细长的形状, 其长为 $35''$, 宽在 $20''$ 以下. 利用月亮边缘掩食日面的机会, 探测到 1970 年 3 月 7 日事件总辐射区直径为 $1.36 \times$

10^5km ,在辐射区中间有一直径为 $5.4 \times 10^4\text{km}$ 的稠密的核心. 80 年代在空中运行的“太阳峰年卫星”和“火鸟”卫星在揭示 X 射线源结构方面做了许多工作,它们的资料表明,(1)耀斑硬 X 射线源可分为类环结构和双源结构,双源结构的两个源往往分布在磁环的两个足点;(2)类环结构往往出现在缓变爆发中,位置比较高,大多数位于日冕里.出现在脉冲爆发或爆发的脉冲相的双源结构,位置比较低;(3)脉冲爆发源往往位于 H_α 发亮的区域,像 H_α 一样,由许多小亮区组成.在它们周围是缓慢变化的展延弥漫源;(4)由硬 X 射线像看出,X 射线源在空间和时间上都不是固定不变的,很少看到一组形状相似的 X 射线像;(5)在 X 射线强度-时间图上出现许多尖峰结构时,X 射线源区密度比较大.这就是说,尖峰结构出现在源中高密度区.

4. 偏振

耀斑硬 X 射线是非热电子韧致辐射的,由于高能电子沿一定方向传播,它所产生的硬 X 射线应当是各向异性的.因此,利用偏振测量可以从理论上鉴别 X 射线源的辐射机制、源中电子分布和来源.

耀斑硬 X 射线的线偏振由偏振度 P 和方向角 θ 表征.在非热耀斑模型中,高能电子有一定的能量分布,以一定的投射角射入磁场,并围绕磁力线作回旋运动,因此 X 射线的偏振度 P 同光子能量 ϵ 和投射角 θ 都有关系.

由于耀斑硬 X 射线强度低,变化快,其偏振很难测量,迄今为止,只获得少量的结果.第一批偏振测量是前苏联学者 Tindo 等人 (Tindo et al., 1970, 1972) 进行的,他们测得偏振度高达 40%. 许多人把这些结果作为耀斑硬 X 射线起源于强电子束的证据.然而美国哥伦比亚大学天体物理实验室在航天飞机上的实验结果与 Tindo 等人的结果相差甚大.哥伦比亚大学的结果是,单个爆发脉冲相的最大偏振度为 $(3.4 \pm 2.2)\%$. Leach 和 Petrosion 从理论上分析了 Tindo 等人的结果 (Leach & Petrosion, 1983),指出由于电子束在释放能量的过程中将逐渐趋向各向同性,X 射线的偏振

水平将大大减小,因此 Tindo 等人测量的高达 40% 的偏振度是难以令人置信的.

5. 能谱

硬 X 射线爆发的流量 $I(\epsilon)$ 是光子能量 ϵ 的函数, ϵ 增加时, $I(\epsilon)$ 迅速减少. $I(\epsilon)$ 的表达式通常假设由热辐射和非热辐射两种模型决定. 假设热辐射的理由是, (1) 在硬 X 射线能谱上, 除了一些巨大事件的幂律谱可以持续到几百 keV 以外, 不是在一切能量上都能用单一幂律谱拟合, 而是从某一能量 ϵ_0 开始能谱变陡. ϵ_0 一般在 60~100keV. (2) 有些脉冲硬 X 射线爆发的瞬时能谱同热模型很吻合, 无论是上升时能谱变硬, 还是衰减时能谱变软, 都和热辐射相似. (3) 有些爆发既可用热辐射拟合, 又能用非热辐射拟合. 对于这些爆发, 更不能无端地排除热辐射的可能性.

主张非热辐射的理由是, (1) 爆发的上升和衰减时间短, 对于 40keV 的 X 射线, 上升时间 τ_r 一般为 2~5s, 衰减时间 τ_d 在 3~10s. (2) 大多数太阳耀斑硬 X 射线的能谱可用幂律谱公式

$$dI/d\epsilon = A\epsilon^{-\gamma} (\text{光子数} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}) \quad (6.2)$$

表示. 式中 A 是常数, γ 是 X 射线光子谱指数, 在一般情况下, γ 在 2~8 之间, 其中以 3~5 居多. $\gamma < 3$ 的硬谱很少. (3) 一些硬 X 射线爆发和 III 型射电爆发在时间上符合得很好, 不仅最大强度的时间相同, 持续时间也一致. III 型射电爆发是非热电子流产生的, 因此硬 X 射线也可能起源于此.

现在一般认为, 太阳耀斑硬 X 射线有四种来源: 新的热辐射 (Lin et al., 1981), 二次加速电子的韧致辐射 (Bai et al., 1983), 日冕缓变辐射和脉冲辐射. 这表明硬 X 射线辐射相当复杂. 无论热辐射或非热辐射都不一定能很好地拟合观测结果. 因此硬 X 射线能谱本身不一定描绘耀斑模型. 鉴于这种认识, Nitta 等人提出“动力谱”概念 (Nitta et al., 1983). 所谓“动力谱”就是 X 射线光子谱随时间发展的序列图. Nitta 等人统计了“火鸟”卫星的 20 个脉冲事件和少量缓变事件资料, 所得结果如下: 在脉冲事件强度随时间变化图上, 尖峰只出现在源中物质稠密的区域, 尖峰消失以后,

能谱往往从对数形式变到指数形式. 能谱变到幂律谱后, 斜率越来越大. 爆发快结束时, 动力谱高能端出现弥散. 峰值时尖峰的能谱最硬. 他们认为这种弥散多半是统计涨落的结果, 它表明能量大于 150keV 的光子已经耗尽. 在缓变事件强度随时间变化图上, 不同能量的时间结构是不同的, 一般都呈幂律谱. 用对数谱加幂律谱拟合表明, 低能光子来自温度为 $1.2 \times 10^8 \text{ K}$ 、辐射量度为 $2 \times 10^{48} \text{ cm}^{-3}$ 的热等离子体, 而高能光子则来自谱指数不大的幂律谱.

6.3.2 脉冲耀斑和缓变耀斑

1. 脉冲硬 X 射线耀斑

在硬 X 射线强度变化曲线上, 脉冲 X 射线耀斑和缓变 X 射线耀斑是明显不同的. 脉冲硬 X 射线爆发同脉冲微波爆发一样, 出现在 H. 耀斑的脉冲相, 一般持续几分钟. 在脉冲爆发期间, 硬 X 射线流量的时间变化几乎总和伴生的微波爆发流量的变化相类似, 并且出现多个尖峰脉冲(图 6.3). 尖峰结构是脉冲硬 X 射线爆

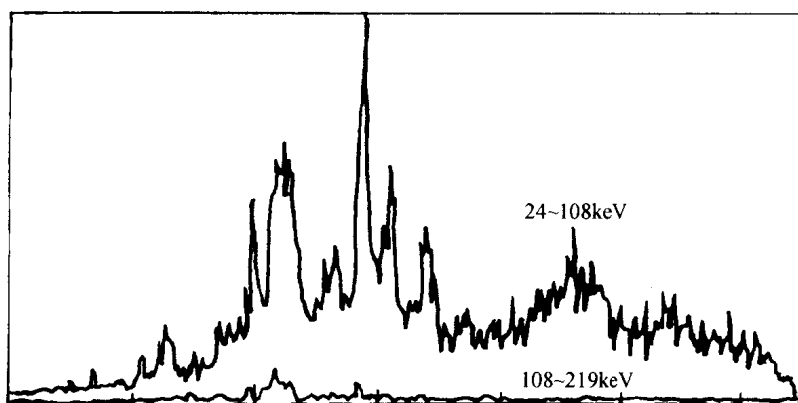


图 6.3 1984 年 5 月 21 日太阳硬 X 射线爆发

发的最重要特征. 尖峰脉冲的时标各人的结论不同, Beigman 等人发现有 0.005s 的精细结构. TD-1A 卫星观测到一些时标小于 1s 的结构, “太阳峰年卫星”和“火鸟”卫星在第 21 周太阳活动期间探

测到 8000 多个太阳硬 X 射线爆发,其中几百个事件具有 1s 以下的尖峰结构.我们分析了其中几十个爆发的资料,发现它们有以下特征:尖峰结构和缓变结构同时存在,而且尖峰结构总叠加在缓变结构上面;尖峰结构的出现是准周期的,周期在 1s 以下,但在其功率谱上却没有明显的同期性;尖峰结构的上升和衰减时间还不能确定,很可能在 10~100ms 之间;每个缓变结构上的尖峰数不同,一般在几个至几十个(Xu & Cao,1986).Van Beek 等指出,X 射线耀斑的复杂结构大多数是由短寿命的原始耀斑爆发组成的(Van Beek et al.,1974).

高分辨率 X 射线像表明,脉冲硬 X 射线辐射最强的区域同耀斑核相符,位于磁环足点.立体测量指出,在日面经度为 $13^{\circ}\sim 70^{\circ}$ 范围内的硬 X 射线源基本上是各向同性的,在日面边缘的源,辐射主要集中在光球上方 2500km 以下,高度超过 2500km 的,辐射只有总辐射的 1/600(Kane et al.,1980a).这些资料表明,脉冲硬 X 射线源的位置是比较低的.

许多研究指出,产生硬 X 射线的过程与在过渡区温度下形成的 UV 线辐射的过程存在物理联系.首先给出这种联系的是耀斑硬 X 射线和耀斑在地球大气层中产生的突然频率漂移.由此发现了硬 X 射线最大辐射能量和 $10\sim 1030\text{\AA}$ 辐射能量之间的联系,接着用 $25\sim 100\text{keV}$ 硬 X 射线的高时间分辨率的观测和 $2.5\times 10^5\text{K}$ 温度形成的 $\text{OV}\lambda 1371\text{\AA}$ 线进一步讨论了这种关系.在研究的几个耀斑中,硬 X 射线辐射和 OV 一些峰值辐射时间差不超过 0.5s,对确定的耀斑来说,硬 X 射线和 OV 辐射的能量关系很确定,但从一个耀斑到下一个耀斑,两种辐射的能量关系是不同的.观测还指出,在同一个位置上辐射的硬 X 射线和 OV 线可能有 10s 的时间差.这些结果强烈暗示,硬 X 射线和 OV 线是同一能量释放产生的.一般认为,硬 X 射线和 UV 辐射来源于同一电子束,硬 X 射线由韧致产生,OV 辐射是由碰撞把色球等离子体加热到接近过渡区温度产生的.

一些研究还指出,在整个脉冲相硬 X 射线和 OV 辐射都存在

几个小峰或爆发,脉冲相 X 射线爆发由许多短爆发组成,每一个爆发似乎起源于日面上不同的位置. 研究硬 X 射线和射电微波爆发现,在一个简单耀斑中很可能出现几个源连续触发.

观测和模拟计算指出,在 UV 辐射的结构上,脉冲相气体的最高温度在 $2 \times 10^6 \text{K}$ 以下,在 $2 \times 10^4 \sim 2 \times 10^5 \text{K}$ 形成的线辐射明显增加, $2 \times 10^5 \sim 2 \times 10^6 \text{K}$ 形成的线辐射略有增加,在 $2 \times 10^6 \text{K}$ 以上形成的线辐射没有增加. 理论研究还指出,日面上“冷”的脉冲辐射同热的($T > 2 \times 10^6$)缓变辐射不是来自同一个位置. 模拟计算还表明,脉冲相达到高温时热传导在决定 UV 辐射中变得重要,决定温度分布的热传导所产生的 UV 线辐射强度是时间的函数. 但这个决定 UV 线辐射强度变化的时间不能用硬 X 射线强度变化的时间轮廓来描述.

因此,观测和计算所给出的耀斑脉冲相图十分复杂:在不同位置上出现多个爆发;脉冲相在多个流管里发生作用;脉冲相和缓变相的辐射源不在同一个流管里等.

2. 缓变硬 X 射线耀斑

缓变硬 X 射线耀斑又叫延展耀斑、长衰减事件和动力学耀斑. 其强度的时间轮廓比较平滑,在低能范围尤为明显. 微波爆发也有类似现象,而且比硬 X 射线爆发还要明显. 缓变硬 X 射线爆发通常(不是全部)由一个脉冲爆发为先导,缓变爆发跟在后面. 在一些事件中,脉冲和缓变两种爆发分开,有些事件两种爆发结合在一起,还有些事件没有脉冲爆发,一开始就是平滑的,平滑地上升,平滑地衰减. 典型的缓变耀斑强度变化曲线如图 6.4 所示.

纯缓变爆发是比较少的.“火鸟”卫星探测到五个,“太阳峰年卫星”也探测得不多,我们在“太阳峰年卫星”探测的几千个事件中只找到 22 个纯缓变事件.“火鸟”卫星探测的五个事件发生在 1981 年 4 月 1 日、5 月 13 日、10 月 7 日、5 月 8 日和 4 月 27 日.

它们可分为两类,前三个属类环结构,后两个属双源结构. 这两种结构是这类事件的重要特征. 其他特征有:源的位置比脉冲爆发高,大多数位于冕环里,频谱比较简单,自始自终基本上是幂律

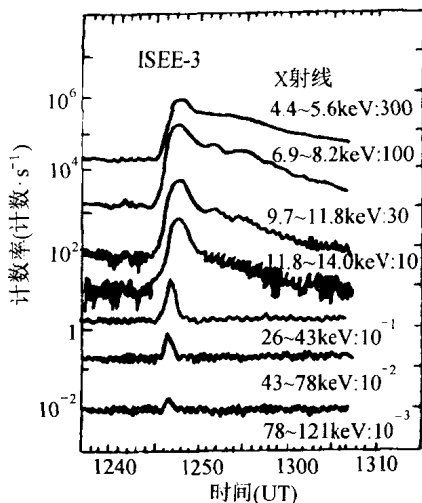


图 6.4 1980 年 10 月 8 日太阳耀斑 X 射线

谱. 它们是非热电子厚靶产生的, 但也探测到 $3 \times 10^7 \text{K}$ 的热等离子体产生的纯缓变硬 X 射线爆发.

缓变硬 X 射线爆发也有先兆相、脉冲相和缓变相. 但脉冲相的脉冲特征没有脉冲耀斑明显. 先兆相主要表现为活动区特征, 即活动区的加热过程. 这种过程表现为软 X 射线辐射增强. 几乎所有 X 射线耀斑都有辐射增强, 但缓变硬 X 射线爆发更加明显. 这种增强是平稳的,

缓慢的, 只在个别事件中偶而见到脉冲现象.

耀斑脉冲相的主要特征是 B 型耀斑特征, 缓变耀斑的这种特征比较弱, 只在事件初期的脉冲爆发中表现出来(图 6.4), 没有脉冲爆发的纯缓变耀斑不出现 B 型耀斑特征. 缓变耀斑脉冲相的主要特征是, (1) 耀斑区的热能慢慢增加, 到脉冲相末才达到最大. 这说明在整个脉冲相都有能量注入, 这种注入是慢慢进行的. (2) 在脉冲相初期, 耀斑区内存在高温物质和低温物质. 两种温度的物质成分需要几分钟才趋向平衡. 趋向平衡的时间与耀斑环里物质上升速度减少到零的时间同数量级. 因此, 产生这种现象的原因是两种温度的物质来源不同, 低温物质可能是环中固有的, 而高温物质则是色球的蒸发物. 由于色球蒸发过程是从上层色球来的粒子能量产生的压力梯度造成的, 压力梯度消失了, 蒸发就会停止, 物质也不会上升.

缓变相主要表现为 C 型耀斑特征: X 射线辐射缓慢地变化, 没有明显的尖峰脉冲. 辐射源位置较高, 一般在光球以上 10^4km 量级. 其次是缓变相继续释放能量. 这是缓变硬 X 射线爆发和其

他爆发的一个重要区别. 表明缓变相继续释放能量的证据有: (1) 脉冲相前或脉冲相期间开始的软 X 射线辐射持续到脉冲相后很长时间(几分钟甚至几十分钟). 这种连续的软 X 射线辐射是色球蒸发的高温等离子体热辐射的结果, 没有连续的能量释放是不能持续这么长久的. (2) 日冕爆发. de Jager 和 Boelee 分析“太阳峰年卫星”上 HXIS 观测的耀斑 X 射线像时发现, 耀斑的最大强度首先出现在小区域里, 连接各帧达到最大强度的等时线同步地出现类波状特征, 即从最大强度的区域向外扩展(de Jager & Boelee, 1984). 他们把这种特征称为日冕爆发. 日冕爆发出现在脉冲相末, 即在 $\epsilon \geq 20\text{keV}$ 硬 X 射线爆发末或在爆发结束后不久; 出现的位置在硬 X 射线爆发所在地, 即环足附近不大的面积上, 但不在环足. 一个事件可出现 1~2 个爆发源. 日冕爆发是一种爆发现象, 同 X 射线耀斑面积慢慢的扩展明显不同. (3) 耀斑后环被激活和跳跃. 张和祺等在 1981 年 4 月 27 日事件中发现(Zhang et al., 1989), 耀斑后环在脉冲相后 20 分钟被激活, 在高度和速度上出现跳跃. 其表现是, 在 28~1994keV 的 X 射线和 γ 射线流量上强度出现突然增加; 在 H_α 像上, 向上运动的耀斑环高度和速度出现跳跃, 而且“跳跃”和“增加”是同时出现的. 类似的现象在 1980 年 5 月 21 日耀斑中也见到过(de Jager & Svestka, 1985). 但后面的事件 H_α 上的跳跃只同射电能量范围的流量增加有关, 而 1981 年 4 月 27 日事件至少同 MeV 能量的粒子有关. 据分析, 这个事件的粒子加速能量不是太阳低层大气提供的, 而是在光球以上 $3.2 \times 10^4\text{km}$ 的高空. 张和祺等认为, 这种现象的加速机制可能是浮现的新磁流同老磁场湮灭时在磁场湮灭区产生的等离子湍动. (4) 在许多耀斑衰减相存在 $\geq 3 \times 10^7\text{K}$ 超热成分. 这种成分在气球、“太阳峰年卫星”、“火鸟”卫星以及“国际日地探险者-3 号”观测资料中都有. 据分析, 这种超热成分是耀斑衰减期间磁场重联产生的.

缓变硬 X 射线爆发源是慢慢上升的, 这可从以下事实看出: (1) 一些边缘耀斑的 HXIS 像表明, 在事件的脉冲相, 即在硬 X 射线流量的光变曲线上出现快速变化的时间内, 辐射源位于日面边

缘上方不高的位置上,其高度与上层色球水平相当,而在缓变相,即快速时间结构消失以后,硬 X 射线源则清楚地位于光球以上 10^4km 量级高度上,例如 1980 年 11 月 18 日 14:51UT 耀斑,在脉冲相,硬 X 射线源伸进日冕的极少.在快速时间结构的末期,硬 X 射线辐射区已进入日冕.到了缓变相,日冕边缘的源已全然消失,所有辐射全部来自日冕.在缓变相末期,源的位置更高.(2)在一些兼有 B 和 C 两类耀斑特征的硬 X 射线爆发中,总是 B 型耀斑特征在前,C 型耀斑特征在后.如前面所述,B 型耀斑位置较低,C 型耀斑位置较高.因此,这为动力学耀斑 X 射线源上升提供了间接证据.(3)在日面中央的 X 射线像上,初期出现两个源,随着时间推移,两个源慢慢减弱,最后在它们中间形成一个比较亮的核,在核的周围形成一片弥漫区域.我们知道,在耀斑初期,源位于环足.它们慢慢靠拢,暗示它们在慢慢向环顶移动.因为两个环足和环顶投影在一个平面上,环顶必定位于中央.这一现象也表明辐射源沿磁力线上升.(4) CaXIX 和 FeXXV 的蓝移和谱线加宽.耀斑初期,共振线 CaXIX 和 FeXXV 显示出很大的蓝移和谱线加宽(Antonucci et al., 1984, 1985).蓝移表明耀斑环里有物质向观测者移动.另一方面,统计分析表明,所有观测到蓝移的耀斑都位于 $\theta \leq 60^\circ$ 以内,超过 60° 的一个也没有.这表明耀斑环里的流体主要是垂直上升的.

现在知道,不仅 X 射线耀斑有脉冲耀斑和缓变耀斑,在射电微波爆发, γ 射线爆发和太阳高能粒子辐射中也有,而且两种耀斑的性质也明显不同.脉冲耀斑位置低,面积小,寿命短,呈脉冲性.能谱变化规律是软 \rightarrow 硬 \rightarrow 软,即 X 射线强度上升时间能谱变硬,峰值最硬,X 射线强度衰减时间能谱变软.脉冲耀斑不和行星际现象共生,不出现第二相位加速,主要表现为太阳大气层里的爆发行为.相反,缓变耀斑位置高,面积大,寿命长,呈缓变性,能谱变化规律是软 \rightarrow 硬 \rightarrow 更硬,即在整个耀斑期间能谱越来越硬.它们很少出现太阳大气层里的爆发行为,而有许多行星际现象共生,出现第 2 相位加速,主要表现为行星际现象.

3. 软 X 射线爆发

软 X 射线爆发是太阳 X 射线爆发的重要成分之一,它由连续辐射和发射线两种辐射.在 10^7K 以上的高温条件下,大部分能量由连续辐射发射,而对诊断来说,谱线则很重要.

从原理上讲,高次剥离的重离子($Z>26$)能在 10keV 以上光子能量上产生发射线,但这样的元素丰度较低,产生的发射线强度较弱,可以忽略. FeXXVI 和 FeXXV 的共振线则例外,在所有强耀斑爆发中,都能见到 FeXXVI 和 FeXXV 辐射以及类氢离子 MgXII 、 SiXIV 、 SXVI 、 CaXIX 和 CaXX 的辐射.这些谱线是在 $10^7\sim 3\times 10^7\text{K}$ 温度下形成的.如果电离是平衡的,谱线形成机制可认为是基态的碰撞激发.“轨道太阳天文台-3 号”资料指出,峰值流量为 1.87\AA 的 X 射线谱同预期的 FeXXV 跃迁的位置相符.在 $1.6\sim 2.2\text{\AA}$ 之间的一些谱线可看作类氦镍和铬的辐射.由 1.6\AA 向长波移动,渐次出现类氢和类氦的钙离子、硫离子、硅离子、铝离子和镁离子.OSO-4 上晶体频谱仪在 1.87\AA 的测量结果和 OSO-3 的结果相类似,只是谱线强度比较弱.在 1.9\AA 波长上测量到 FeXXII 的内层跃迁线.在 3\AA 以上谱线叠加在连续辐射上面,而且有快速变化的特征. 10\AA 以上耀斑辐射的增强似乎由下列元素离子增强引起的: NeIX , NeX , OVII , OVIII , FeXVIII , 以及 $\text{FeXXIV}\sim\text{FeXVIII}$.

在软 X 射线中,不仅有重要的发射线,连续辐射发射的能量更多.Neupert 等指出,在 $1\sim 3\text{\AA}$ 之间,连续辐射能量是线辐射的 10 倍,Meekins 等指出,在 $1\sim 10\text{\AA}$ 之间,连续辐射能量比线辐射大 1 个数量级.1967 年 3 月 22 日 2B 级耀斑的研究表明,在 $1\sim 3\text{\AA}$ X 射线上升期间和峰值附近,连续辐射能谱最硬,即有较多的高能辐射,而在 X 射线峰值之后,能谱则变软,温度从 $3\times 10^7\text{K}$ 降到了 $2\times 10^7\text{K}$.这个温度与由观测到的高次电离铁推得的温度相符.

典型的软 X 射线爆发也有三个相位.在耀斑先兆时间,耀斑区是慢慢发亮的,亮度比较微弱.在脉冲相,X 射线流量和亮度迅速增加,等离子体温度 T 和辐射量度 $\int N_e^2 dV$ 也增加.在一般情况

下,等离子体温度增加比辐射量度快,等离子体温度在辐射量度前面达到最大值,辐射量度一般在脉冲相末才达到最大,有时,H_α主相开始很久,辐射量度才出现极大.在主相,X射线辐射慢慢减弱.这时,耀斑达到最大面积和最大的能量输出,耀斑的辐射能量大多数由中等能量的等离子体提供.

软X射线爆发也可分为Ⅰ类耀斑和Ⅱ类耀斑.Ⅰ类耀斑同封闭的磁环有关.这种磁环跨越极性相反的磁场区,耀斑等离子体被约束在它里面.环的形态是稳定的.由此得出,Ⅰ类耀斑或脉冲耀斑是等离子体不稳定性结果,这种不稳定性发生在剪切的磁环里.出现Ⅱ类耀斑或缓变耀斑时,日冕磁场位形有明显的变化,例如耀斑开始时暗条消失;在日面上观测到耀斑时,两条耀斑带慢慢移开;耀斑出现在磁中性线两边;在垂直高度上连续地形成新的环(后一个环在前一个环上面形成).根据这些观测,理论家认为,这类耀斑是暗条爆发时形成的盔形磁场向上移到日冕里的时候,中性片磁重联造成的.

表 6.5 软 X 射线耀斑类别

级别	强度(erg · cm ⁻² · s ⁻¹)
C	10 ⁻³
M	10 ⁻²
X	10 ⁻¹

软X射线类别是按全球输出划分的.按照1~8 Å 波长范围内测量的流量划分成三级,各级强度列于表 6.5,其中C级和M级各分为10个次级,记为C₁,C₂, …, C₁₀和M₁, M₂, …,

M₁₀.C₁强度为1×10⁻³erg · cm⁻² · s⁻¹,C₂为2×10⁻³erg · cm⁻² · s⁻¹……C₁₀为10×10⁻³erg · cm⁻² · s⁻¹,M₁为1×10⁻²erg · cm⁻² · s⁻¹,M₂为2×10⁻²erg · cm⁻² · s⁻¹,……M₁₀为10×10⁻²erg · cm⁻² · s⁻¹等等.X级也有次级,但X级的次级数没有限制,在SGD上已经记录到X₂₀了,强度低于C级的称为亚耀斑,记为B,B级耀斑强度为10⁻⁴erg · cm⁻² · s⁻¹.比B级低的用B后面加小数点来表示,例如强度为7×10⁻⁵erg · cm⁻² · s⁻¹的耀斑记为B.7.

在太阳活动极大附近,经常出现C级耀斑,不管太阳活动水平如何,X耀斑总是很少的,例如在1979~1980年太阳活动极大

附近,观测到 2834 个 C 级耀斑,554 个 M 级耀斑,而 X 级耀斑只有 59 个. 在太阳活动极小的 1976 年,观测到 75 个 C 级耀斑,5 个 M 级耀斑,X 级耀斑一个也没有. 在 1976~1985 年期间,观测到 17986 个耀斑,其中 74% 是 C 级耀斑,X 级耀斑只有 1%.

§ 6.4 耀斑模型

在大量观测的基础上,X 射线耀斑的研究也取得很多成果.

6.4.1 热辐射和非热辐射

热辐射是热韧致过程产生的,是最早用来解释太阳硬 X 射线辐射的一个过程. 早在 1966 年 Chubb 等人就用它来解释观测资料了. 他们指出,如果温度 $T > 10^8 \text{K}$ 的气体足够多,就能产生韧致 X 射线辐射. 韧致 X 射线辐射流量 $I(\epsilon)$ 由下式给出:

$$I(\epsilon) = \left(\frac{8}{\pi m_e k T} \right)^{1/2} I(0) \frac{n_e^2 V}{\epsilon} \exp(-\epsilon/kT) g(\epsilon/kT) \quad (6.3)$$

式中 V 是辐射区的体积, T 和 n_e 是电子温度和数密度, $I(0) = \frac{8}{3} a r_0^2 m_e C^2 \bar{Z}^2 = 7.9 \times 10^{-25} \bar{Z}^2$, \bar{Z} 是各种离子成分的平均电荷数,如

果只取质子,则 $\bar{Z} = 1$, $g(\alpha) = \int_0^\infty \frac{e^{-\alpha X}}{[X(1+X)]^{1/2}} dX$ 变化很慢,通常不考虑它, k 是玻尔兹曼常量. 于是(6.3)式变成

$$I(\epsilon) = D \frac{Q}{\epsilon T^{1/2}} \exp(-\epsilon/kT) \quad (6.4)$$

$D = (8/\pi m_e k)^{1/2} I(0)$, $Q = n_e^2 V$ 是源的辐射量度,一般 Q 取以下形式:

$$Q = \int n_e^2 dV \quad (6.5)$$

$I(\epsilon)$ 同 $Q = \int n_e^2 dV$ 的关系是一切光学薄二体碰撞辐射的共同特征,但这只适合温度 T 为常数的等温源. 实际上,靠近较冷周围环境的耀斑区内温度是不可能相等的. 在不等温源的情况下,常用

微分辐射量度 $Q(T)$ 代替 Q , $Q(T)$ 定义为

$$Q(T) = n_e^2 dV/dT \quad (6.6)$$

于是不等温源的热韧致 X 射线辐射流量为

$$I(\epsilon) = \frac{D}{\epsilon} \int_0^\infty \frac{Q(T)}{T^{1/2}} \exp(-\epsilon/kT) dT \quad (6.7)$$

因此,任何观测的 $I(\epsilon)$ 都可得到适当的 $Q(T)$. 设 $I(\epsilon) = A\epsilon^{-\gamma}$, 则 $Q(T)$ 的形式将是

$$Q(T) = \frac{Ak^{1-\gamma}}{D\Gamma(\gamma-1)} T^{1/2-\gamma} \quad (6.8)$$

式中 k 和 D 同上.

韧致 X 射线辐射的另一种模型是非热辐射,它由非热电子在周围等离子体中韧致过程产生 (Takakura & Kai, 1966). 在这里可能出现两种模型,第一种模型是,大多数 $20 \sim 100 \text{keV}$ 的非热电子在密度较高 (10^{11}cm^{-3}) 的区域同周围等离子体碰撞减速 (Takakura, 1969), 电子在整个 X 射线爆发时间内连续加速, X 射线爆发的时间轮廓由加速机制的变化决定 (Brown, 1971), 这种模型一般称为连续抛射模型或厚靶模型. 另一种模型是电子在某一时刻迅速停止加速,以后在低密度 (10^9cm^{-3}) 等离子体中减速,最后在耀斑场磁瓶里被俘获. X 射线爆发的衰减特征完全由非热电子在周围等离子体中缓慢地碰撞减速确定,与加速机制无关. 这种模型称为脉冲抛射模型或薄靶模型.

两种模型适用的范围是不同的. 薄靶模型适用于通过日冕向外抛射的电子;束缚在纤细磁阱里的电子群;只观测到部分靶区的情形 (例如硬 X 射线成像观测);在观测的时候部分靶区被光球表面遮住的情形;观测取样的时间明显比厚靶电子损失能量的时间短的情形等. 一切其他的情况都用厚靶模型.

在薄靶情况下,在地球附近 (距离为 R) 观测的硬 X 射线韧致流量 $I(\epsilon)$ 由公式

$$I(\epsilon) = \frac{S\Delta N}{4\pi R^2} \int_\epsilon^\infty F(E_0) \sigma_B(\epsilon, E_0) dE_0 \quad (6.9)$$

计算. 式中 $F(E_0)$ (电子数 $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$) 是注入源区的超热高能电子束的微分能谱. $\sigma_B(\epsilon, E_0)$ 是韧致过程截面, 常用 Bethe-Heitler 截面:

$$\sigma_B(\epsilon, E) = \frac{8}{3} \alpha \cdot r_0^2 \frac{m_e c^2}{\epsilon E} \ln \frac{1 + (1 - \epsilon/E)^{1/2}}{1 - (1 - \epsilon/E)^{1/2}} \quad (6.10a)$$

近似, 式中

$\alpha = 2\pi e^2/hc = 137^{-1}$, 是精细结构常数, $r_0^2 = e^2/m_e c^2 = 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm}$, 是经典电子半径, $\Delta N = \int n_i(s) ds$ 是源区等离子体柱密度. $n_i(s)$ 是周围离子密度, s 是沿注入电子轨道的距离, $R = 1 \text{ AU}$.

在厚靶情况下, 只要把注入谱 $F(E_0)$ 换成靶区的平均流量 $F(E)$, 公式 (6.9) 仍然可用, 但是在作耀斑模型的时候, 特别是关于它们的粒子加速特征的时候, 实际注入谱 $F(E_0)$ 更有用. 靶区平均谱 $F(E)$ 和注入谱 $F(E_0)$ 的关系由靶内韧致产生的电子能量损失得到. 对于简单的能量损失过程, 例如同周围粒子库仑碰撞, 能量损失率可写成

$$dE/dt = -\sigma_E(E) n_i v(E) E^{-1}, \quad (6.10b)$$

式中 $\sigma_E(E)$ 是能量损失截面, 等于 $55.7e^4 \pi E^{-2}$ (Brown, 1972), 令 $55.7e^4 \pi = K$, 则 $\sigma_E(E) = KE^{-2}$. $v(E)$ 是能量为 E 的电子速度. 对于包括等离子体集体效应在内的复杂过程, 能量损失截面 σ_E 的形式见 Brown 等人的文章 (Brown & Mackinnon, 1985).

在两种非热韧致情况下, 在距离太阳为 R 的地球附近观测到的辐射流量为

$$I_1(\epsilon) = \frac{S \Delta N}{4\pi R^2} \cdot \frac{I(0)}{\epsilon} \int_{\epsilon}^{\infty} E_0^{-1} F(E_0) \ln \frac{1 + (1 - \epsilon/E_0)^{1/2}}{1 - (1 - \epsilon/E_0)^{1/2}} dE_0 \quad (6.11a)$$

$$I_2(\epsilon) = \frac{SK^{-1}}{4\pi R^2} \cdot \frac{I(0)}{\epsilon} \int_{\epsilon}^{\infty} F(E_0) dE_0 \int_{\epsilon}^{E_0} \ln \frac{1 + (1 - \epsilon/E)^{1/2}}{1 - (1 - \epsilon/E)^{1/2}} dE \quad (6.11b)$$

(6.11)式是在薄靶和厚靶模型下的注入电子谱 $F(E_0)$ 同观测的硬 X 射线流量 $I(\epsilon)$ 关系的积分方程, $I_1(\epsilon)$ 表示薄靶硬 X 射线流量, $I_2(\epsilon)$ 表示厚靶硬 X 射线流量.

6.4.2 非热电子

从耀斑中探测的电磁辐射大多数是由高能电子产生的, 耀斑电子有四种成分:

(1) 出现在 X 射线爆发中或脉冲相尖峰脉冲中的非热电子. 它们有幂律谱, 谱指数 δ 在 2 和 9 之间;

(2) 在耀斑末出现的非热电子云, 它们出现在日面上空较高的高度上. 这种成分的 X 射线谱是非热谱, 幂律谱指数 γ 在 2.5 和 4 之间, 有强微波辐射共生.

(3) 温度在 $2.5 \times 10^7 \sim 5 \times 10^7 \text{K}$ 的炽热电子云. 软 X 射线像指出, 热云出现在环顶, 出现的时间比脉冲相略迟一点;

(4) 出现在炽热电子云冷却期间的耀斑后云, 其温度在 $3 \times 10^6 \sim 2 \times 10^7 \text{K}$ 之间.

耀斑中的非热电子谱可用观测的 X 射线流量 $I(\epsilon)$ 来推算.

如果在公式(6.11)中, 令

$$I_1(0) = \frac{S\Delta N}{8\pi R^2} I(0) \quad (6.12a)$$

$$I_2(0) = \frac{SK^{-1}}{8\pi R^2} I(0) \quad (6.12b)$$

$$N_1(0) = E_j^{-1/2} F(E_0) \quad (6.12c)$$

$$N_2(0) = E_j^{1/2} \int_{\epsilon}^{\infty} F(E_c) dE \quad (6.12d)$$

则(6.11a)和(6.11b)式可合写成

$$\epsilon I_i(\epsilon) = I_i(0) \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{2N_i(E_j)}{E_j^{1/2}} \ln \frac{1 + (1 - \epsilon/E_j)^{1/2}}{1 - (1 - \epsilon/E_j)^{1/2}} dE_0 \quad (6.13)$$

对于薄靶, $i=1, E_j=E_0$, 对于厚靶, $i=2, E_j=E$, 将(6.13)式两边对 ϵ 求微商, 并令

$$I'(\epsilon) = dI(\epsilon)/d\epsilon, I''(\epsilon) = dI'(\epsilon)/d\epsilon \quad (6.14)$$

则由(6.13)和(6.14)式并利用 Abell 积分方程, 得

$$N_i(E_j) = \frac{1}{2\pi I_i(0)} \int_{E_j}^{\infty} \frac{I(\epsilon) + (1 + 4E_j/\epsilon)\epsilon I'(\epsilon) + 2E_j\epsilon I''(\epsilon)}{(\epsilon - E_j)^{1/2}} d\epsilon \quad (6.15)$$

公式(6.12)和(6.15)从另一个角度给出 $I(\epsilon)$ 和 $F(E_0)$ 的关系. 根据这个关系, 我们可以利用硬 X 射线爆发的观测资料 $I(\epsilon)$ 推出非热电子谱, 例如假如耀斑 X 射线谱有 $I(\epsilon) = A\epsilon^{-\gamma}$ 形式, 则将 $I(\epsilon)$ 的表达式代入(6.15)式, 便有

$$N_i(E_0) = \frac{(1-\gamma)^2}{\pi I_i(0)} B\left(\gamma - \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) A E_0^{-\gamma+1/2} \quad (6.16)$$

式中 $B\left(\gamma - \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$ 是 Beta 函数.

对于薄靶模型, 利用(6.12a)和(6.16)式得

$$\begin{aligned} F_1(E_0) &= \frac{(1-\gamma)^2}{\pi I_1(0)} B\left(\gamma - \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) A E_0^{-\gamma+1} \\ &= \frac{6.7 \times 10^{50}}{S \Delta N} (1-\gamma)^2 B\left(\gamma - \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) A E_0^{-\gamma+1} \\ &\quad (\text{电子数} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}) \end{aligned} \quad (6.17a)$$

假如源区电子的能谱具有 $E^{-\delta}$ 形式, 则 $\delta = \gamma - 1$. 换言之, 对于薄靶, 观测的光子谱比源区电子谱软. 如果电子同周围冷物质碰撞后不减速, 自由电子的碰撞截面 $\sigma_E = 3.3 \times 10^{-36} E^{-2} \text{cm}^2$, 则上面的分析是正确的, 注意: σ_E 中的 E 用 keV 作单位.

对厚靶模型来说, 情况就不一样了. 利用(6.12b)和(6.16)式, 得

$$F_2(E_0) = \frac{(1-\gamma)^2}{\pi I_2(0)} \gamma B \left(\gamma - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \right) A E^{-(\gamma+1)}$$

$$= 2 \times 10^{33} \gamma (\gamma - 1)^2 B \left(\gamma - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \right) A E^{-(\gamma+1)}$$

(电子数 $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$) (6.17b)

它指出,当注入电子谱 $F(E_0)$ 有 $E^{-\delta}$ 形式时, $\delta = \gamma + 1$, 即推算的注入电子谱比测量的光子谱软, 换句话说, 厚靶模型的能谱越碰撞越硬. 然而观测到的脉冲硬 X 射线爆发能谱却是越来越软. 显然结论有问题. 在解释这个矛盾的过程中, 一些学者曾引入一些影响能谱的附加因素, 其中有低能热 X 射线的贡献 (Takakura, 1969) 和在俘获当中损失了一些电子 (Kane & Anderson, 1970; Zirin et al., 1971). 然而 Brown 认为, 产生这种矛盾的根源在于电子能量损失率公式

$$dE/dt = -\sigma_E(E)U(E)n_iE^{-1}$$

中简单地把周围等离子体密度 n_i 视为常数, 如果把 n_i 看作电子能量的函数而写成 $n_i \propto E^{-\alpha}$, 则能得到满意的结果, 经用许多爆发资料拟合, $\alpha = 2.35$.

虽然关于薄靶和厚靶模型有许多争议, 但“火鸟”卫星和“太阳峰年卫星”得到的硬 X 射线像指出, X 射线发亮区位于环足, Kane 等测量出, X 射线源的日面高度在 2500km 以下. 在这样的高度下, 等离子体密度是很大的, 因此能发生厚靶过程. 另一方面, 耀斑环顶的软 X 射线表明, 那里也有 10^{12}cm^{-3} 以上的等离子体密度, 这意味在耀斑环顶也可能发生厚靶过程. “火鸟”卫星还观测到日面高度在 $2 \times 10^4 \sim 9 \times 10^4 \text{km}$ 的 C 型耀斑. 在这样耀斑中, 等离子体密度 n_i 在 $3 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 左右, 对这样的耀斑应用哪种模型应当慎重.

6.4.3 非热模型和热模型

1. 非热模型

对非热模型来说, 只要假设硬 X 射线是由一束超热粒子作用产生的, 就能用观测的硬 X 射线能谱来确定韧致辐射的高能电子

特征. 对于能谱为 $I(\epsilon) = A(t)e^{-\gamma(t)}$ 的硬 X 射线爆发, 利用公式 (6.17) 就能确定电子能谱, 对于薄靶模型,

$$F_1(E_0, t) = \frac{6.7 \times 10^{50}}{S \Delta N} [1 - \gamma(t)]^2 B \left[\gamma(t) - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \right] \times A(t) E_0^{-[\gamma(t)-1]} \quad (6.18a)$$

对于厚靶模型,

$$F_2(E_0, t) = 2 \times 10^{33} \gamma(t) [\gamma(t) - 1]^2 B \left[\gamma(t) - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \right] \times A(t) E_0^{-[\gamma(t)+1]} \quad (6.18b)$$

式中 $A(t)$ 和 $\gamma(t)$ 由观测的硬 X 射线能谱确定, 观测资料表明, 它们都是时间 t 的函数. 因此只要参考能量 E_1 确定了, 便可由 (6.18) 式确定非热电子谱 $F_i(E, t)$. 下面我们以厚靶为例讨论一下这个问题.

由 (6.18b) 式, 厚靶电子谱 $F_2(E, t)$ 的参数为

$$F_2(E_0) = 2 \times 10^{33} \gamma(t) [\gamma(t) - 1]^2 B \left[\gamma(t) - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \right] A(t)$$

和

$$\delta(t) = \gamma(t) + 1$$

在计算 $F_2(E_0)$ 的过程中, 需要合理地选取参考能量 E_1 , 如果 E_1 选低了, 计算的非热电子总能量将明显增加, 例如当 $\gamma(t) = 5$ 时, E_1 取 10keV 时的 $F_2(E_0)$ 数值将是 E_1 取 20keV 时的 16 倍. 因此, 在耀斑研究中, 参考能量 E_1 的选取非常重要. 不幸的是, 在低能端, 热耀斑日冕等离子体产生的大量热韧致辐射混在 E_1 当中, 因此对 E_1 的选择没有严格的约束, 通常选取 $E_1 = 20\text{keV}$.

由 (6.18b) 式推算的 $F_2(E_0)(\text{keV}, t)$ 数值可能很大. 因此, 如果我们假定太阳耀斑硬 X 射线辐射是由非热厚靶韧致过程产生的, 那么这样巨大的能流将对耀斑能量释放过程提出很强的约束. 即使取 $E_1 = 20\text{keV}$, 能量耗散速率亦相当于在 10^{27}cm^3 体积内每秒

湮灭 200Gs 磁场. 这还没考虑粒子的加速和方向性, 如果考虑这些因素, 能量将更加大得惊人.

2. 热模型

在原理上, 热模型电子的能量能够 100% 的产生韧致辐射, 所以, 在致密源中, 热过程和非热过程产生同样数量的硬 X 射线辐射所需的电子能量是不相同的, 热电子比非热电子少得多. 另一方面, 如前面所述, 已有许多现象说明硬 X 射线可能来源于热韧致辐射. 热源模型还同爆发的偏振和方向性相符. 这些都说明热模型具有很强的生命力. 然而也有人反对这个模型. 理由是, 产生这样一个硬 X 射线的热源需要有 10^8K 以上高温. 在这样高温下, 传导冷却很有效, 要使爆发源具有观测的寿命, 供给的能量甚至比非热模型还要大. 同时, 在这样高温下, 电子的平均自由程很长, 逃逸几率很高, 等离子体很难约束. 由于这些原因, 尽管从观测的观点来看, 热模型不能排除, 但在理论上它是站不住脚的.

Brown 等人 (Brown et al., 1979) 解决了热模型所面临的困难, 他们指出, 在长平均自由程的源中, 只要电子一流出源区就进入较冷的等离子体区域, 就会产生很大的电流. 由电荷分离和感应效应建立起来的电场将加速周围电子成为反向电流. 只要有关的流速超过临界值:

$$V_{\text{crit}} = \alpha \left(\frac{T_e}{T_i} \right) C_s$$

回路电流对离子声波增长是不稳定的. 这里 C_s 是离子声速, α 是电子温度 T_e 与离子温度 T_i 比值的函数, 当 $T_e > T_i$ 时, $\alpha \sim 1$. 由于离子声速 C_s 比电子热速度 v_e 小 $(m_p/m_e)^{1/2} \sim 43$ 倍, 所以以热速度 v_e 流动的热电子将一无反顾地产生不稳定的回路电流和离子声波. 由于高水平的离子声波存在, 逃逸电子的有效碰撞频率明显大于波自由区域, 它们的平均自由程明显减少, 约束很容易建立起来. 由这些考虑建立的模型叫做“耗散热模型”(图 6.5). 在这个模型中, 离子声波波前以速度 v_{crit} 沿耀斑环移动, 大量电子被这些波前所约束, 但具有相当长平均自由程的很高能电子, 即使位于波扰

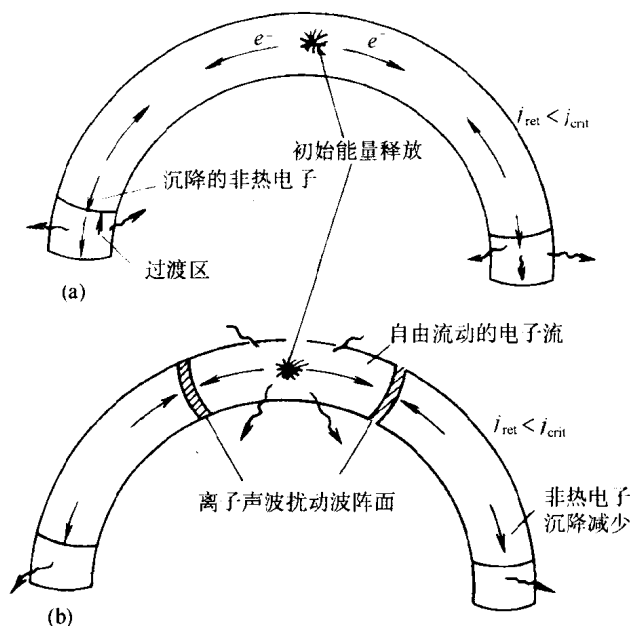


图 6.5 热模型和非热模型比较
(a)非热模型；(b)热模型

动区,也能逃离并沉降到环足.模型的高效率由这些电子的逃离和沿环运动的离子声波波前的异常传导耗散决定,最后的效率取决于模型的参数,例如密度、长度和温度,一般比厚靶模型好.

§ 6.5 耀斑研究小结

由于大量观测和研究,在太阳耀斑 X 射线辐射方面已经取得许多重要成果:

1.1~10keV X 射线谱用热等离子体辐射描述,能量大于 30keV 的能谱有幂律谱形式.高能 X 射线爆发几乎都是非热辐射.软、硬两种 X 射线的时间变化是不同的,一个典型的大耀斑,软 X 射线辐射首先增幅,短时间后出现硬 X 射线、EUV 和微波爆

发. 在出现硬 X 射线爆发期间, 软 X 射线和 H_α 流量迅速增加.

2. 耀斑出现在磁中性线附近, 耀斑区位于中性线两边, 耀斑区的电流约为 10^{12} A. “太阳峰年卫星”资料进一步指出, 在多数耀斑中, 5keV 以上的 X 射线爆发出现在耀斑环足点附近直径为 $3 \times 10^3 \sim 10^4$ km 面积上, 足点常常成对出现, 但不是所有足点都是成对的, 例如 1980 年 11 月 5 日事件就出现了三个足点. 但所有足点都位于磁中性线两边, 两个 X 射线源就是跨越磁中性线流管的足点. 这些观测支持耀斑流管模型.

流管模型分单流管模型和多流管模型. 单流管模型认为耀斑发生在一个磁流管里面. 由于耀斑的本质是磁环之间的相互作用, 所以许多学者认为, 单流管是不存在的. 但是, 这种模型理论处理比较简单, 所以理论家保留了它. 多流管模型是 de Jager 提出的 (de Jager, 1979), 他指出, 耀斑的起源基本上是很多流线之间的相互作用. 他用这种模型很好地解释了“原始耀斑爆发”. 这种爆发的特征是: 在一个耀斑或同样的耀斑中是类似的, 但在不同的耀斑中是不同的. de Jager 认为, 它是在不同的流线中激发的.

3. 脉冲相硬 X 射线耀斑像和 O V 线的观测为探寻耀斑的初始能量释放位置提供了线索. 它们指出, 足点之间有同时发亮的倾向: 硬 X 射线像指出, 分开 7×10^4 km 的耀斑环足点在 0.5 s 内同时发亮; O V 线表明, 两个足点发亮的时间差不大于 2 s. 这些观测和硬 X 射线流量上出现秒以下的快速涨落都暗示耀斑是由热波前上的粒子束加热的. 粒子束或波前明显地沿一个或多个流管向足点移动. 根据这些观测, 理论家认为, 流管中的等离子体加热或粒子加速是由一个或几个流管内的不稳定性造成的. 后来, 又进一步假设, 这种作用导致了流管下部(足点和耀斑核)的轰击和加热. 重要的不稳定性源不一定位于环状结构的流管顶部, 可在在流管的任何位置上, 甚至在一些情况下位于一个足点附近或在一个足点上.

4. Antonucci 等人从“太阳峰年卫星”的晶体频谱仪资料中发现了谱线蓝移, 这为厚靶模型找到了证据. 蓝移揭示, 在耀斑脉冲

相前几分钟,就有 $150 \sim 400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 向上升的对流运动 (Antonucci et al., 1984, 1985). 这个上升运动是足点加热后形成的热气体流动造成的. 同一时间的 X 射线谱线观测指出,除谱线蓝移外,还存在谱线加宽. 15 keV 以上的高能 X 射线还指出,在短时间 ($1 \sim 2 \text{ min}$) 内,辐射区里还存在 $5 \times 10^7 \text{ K}$ 的很高温度. 这些观测有两种可能的解释:巨大的微观湍动速度 ($\sim 200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) 和耀斑初期存在 $5 \times 10^7 \sim 15 \times 10^7 \text{ K}$ 的很高离子温度,但电子温度仍然在 $2 \times 10^7 \text{ K}$ 数量级.

5. 观测表明,磁场扭曲和太阳耀斑释放的能量有密切关系,因而把磁流管足点的剪切运动视为耀斑能源. 基于这个认识和线性无力场理论,一些学者计算了不同时间无力场的能量增量 $\Delta M = M_f - M_p$, M_f 和 M_p 分别为无力场能量和势场能量. 他们比较了 ΔM 和不同大小的耀斑释放的能量,发现 ΔM 值同耀斑的大小有如下关系: ΔM 为 $10^{28} \sim 5 \times 10^{30} \text{ erg}$ 的对应亚耀斑; ΔM 为 $10^{30} \sim 10^{31} \text{ erg}$ 的对应中等耀斑; ΔM 大于 10^{32} erg 的对应大耀斑.

能量释放机制同磁重联或剪切磁场的位形改组有关,基本的物理过程是撕裂模不稳定性造成磁重联. 两个强度相等、极性相反的磁场相互接近,原则上就能形成一个 X 型位型不稳定性. 但这样的 X 型位形只是理论概念,实际上是作用面上形成的电流片. 甚至有理论证明,在一次作用中形成几个中性片.

中性片理论是由磁场的耗散方程 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta c^2}{4\pi} \nabla^2 \mathbf{B}$ 推出的. 耀斑前日冕等离子体电阻率 η 很小,因此磁场扩散时间 $\tau_d = \frac{4\pi L^2}{\eta c^2}$ 和磁雷诺数 $R_m = \frac{4\pi V L}{\eta c^2}$ 均很大. 这要求磁力线冻结在等离子体中. 但太阳耀斑持续时间一般只有几分钟,根据 τ_d 的表达式,磁场变化的特征长度 L 应当很小. 满足这一要求的两个极性相反的磁场便构成一个中性片位形. 但是,重联区的磁场位形不是一个简单的中性片,因此出现了各种各样的重联模型:

- (1) 两个偶极磁流区湮灭,在磁流区之间形成中性片;
- (2) 两个正交的磁流管湮灭,在它们界面上形成中性片;

(3) “盔形冕流”模型. 在 Y 型中性点上方形成中性片(图 6.6). 冕流状结构已在白光日冕仪中多次观测到, 因此这个模型是有生命力的;

(4) 在磁浮作用下, 从下面光球浮现的新磁流同原有的磁流管碰撞, 在公共面上形成中性片. 与此模型有关的 4 极磁场位形已在许多事件中见到, 也常常观测到与浮现的磁流有关的耀斑, 因此这个模型适用于多种耀斑;

(5) 在环形磁弧中扭结不稳定性能产生磁力线相互覆盖而形成中性片.

撕裂模不稳定性虽是形成磁中性片的重要物理过程, 但它的

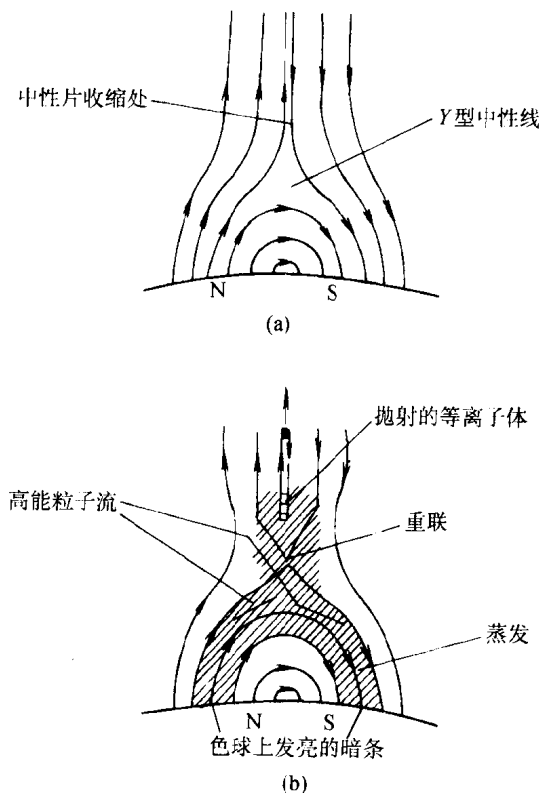


图 6.6 Sturrock 耀斑模型

增长率小,磁场耗散慢,不能保证耀斑有较强的能量释放,因而提出多重电流片图画.这个图画是共振面(发生磁重联的地方)上撕裂模发展的结果.当在磁力线方向上电流片共振面上发生一阵阵微扰时,将在电流片里出现几点重联,在重联之间形成磁岛.在磁力线张力作用下,磁岛坍塌成比较小的磁岛.这种方法可使重联速度加快 $R_m^{1/4}$ 倍.这种图画虽然有效地解释了日冕加热问题,但不能为耀斑提供较强的能量释放,因为每个电流片本身的增长率没有增加.于是,提出撕裂模的非线性作用,把异常电阻率视为作用机制.此机制实质上是每个撕裂模都伴有向共振面的等离子体运动,多重运动引起了扰动运动,因而产生扰动电阻率.介质的电阻率增加促使撕裂模增长率增加.当增长率变得很大时便出现耀斑爆发.但是,最初的电流片是怎么起源的呢?模型没有回答.针对这个问题,Vainshtein 提出一个新概念:异常电阻率不是在已经发展得很好的电流片里激发的,而是在扰动的电流系统中.

根据 X 射线和射电观测得知,能量释放一般位于耀斑环顶部半径 $r \leq 10^8 \text{cm}$ 、密度 $n_0 \approx 10^{11} \sim 10^{13} \text{cm}^{-3}$ 、温度 T 为 $10^7 \sim 10^8 \text{K}$ 的热耀斑核区,少数位于其他区域.能量释放的时标有以下几种:在小硬 X 射线和小微波爆发中短于 1s;在硬 X 射线爆发的原始爆发中为几秒;在长寿命软 X 射线、缓变硬 X 射线和 H_α 双带耀斑的演化中是几分钟到几小时.在硬 X 射线中最长时标约 20 分钟,在长寿命软 X 射线中最短的时标在 1 小时以上.

6. 60 年代发现,耀斑位于磁中性线附近,耀斑区在中性线两边电流为 10^{12}A 的地方.“太阳峰年卫星”资料指出,多数耀斑在 5keV 以上的 X 射线辐射来自耀斑环足附近直径 $3000 \sim 10^4 \text{km}$ 的小区域.这些足点常常成对出现,也有出现 3 个足点的,但在后一种情况下,往往构成两个“足点对”.“足点对”的发现极大地支持耀斑的流管模型.根据这个模型,硬 X 射线源是磁中性线上方的流管的足点.立体观测指出,硬 X 射线辐射来自光球上方 $h \leq 2500 \text{km}$ 的层次,即色球层.边缘耀斑硬 X 射线像也给类似结果.

从初始能量释放区到 X 射线辐射区有一能量传输,传输形式有以下几种,其中应用最广、解释现象最成功的是前两种,(1)称作热模型;(2)称作非热模型。

(1)由温度 $T \geq 10^8 \text{K}$ 热等离子体传输.释放的能量脉冲式地加热环中等离子体,使其温度达到 10^8K 以上,并产生离子声波.被加热的等离子体暂时被约束在离子声波的波阵面后面,并同波阵面一道以离子声速 ($10^8 \sim 10^9 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$) 向下面的环足运动,在运动过程中产生热韧致 X 射线。

(2)由 $20 \sim 100 \text{keV}$ 电子传输. $20 \sim 100 \text{keV}$ 电子是第一相位加速的.这些中低能电子注入磁环后由下面模型描述:(a)简单的厚靶模型,在日冕里加速的电子按简单的厚靶模型向下面的色球传输;(b)部分沉降模型,注入日冕磁阱里的加速电子在磁阱里逗留一些时间 ($\sim 1 \text{s}$) 后一部分往色球沉降,一部分逃进外冕;(c)俘获模型,在 X 射线耀斑期间,加速电子一直约束在日冕的磁阱里。

(3)由 $E_p \leq 1 \text{MeV}$ 质子传输.这是针对(2)的缺点提出的,目前研究得相当活跃.主要观点有:Simnnet 提出,脉冲相大量能量最初传给了 $0.1 \sim 1 \text{MeV}$ 质子(Simnnet, 1986);Martens 提出,在双带耀斑中直流电场加速的结果产生了中性质子束(Martens, 1988);Henoux 等指出,在太阳耀斑中观测到 H_α 线偏振证明太阳大气层受到了几十 keV 的质子轰击;在几百个太阳耀斑中观测到 γ 射线谱线表明这些耀斑中的确存在质子。

(4)相对论性电子和 $E_p > 1 \text{MeV}$ 质子传输.从理论上讲,这两种机制都是可行的,相对论性电子传输能量所需的电子总数还比别的机制少;快速质子对稳定电子的韧致作用也能产生硬 X 射线耀斑.但是,它们在解释观测资料方面却显得无能为力.因为相对论性电子产生硬 X 射线的过程是同步加速辐射和逆康普顿辐射.前者要求电子能量 $E > 1 \text{GeV}$,后者 $E > 1 \text{MeV}$.这种高能电子所产生的 X 射线流量与它们产生的微波强度和在行星际空间观测到的电子强度都不相符,产生观测的 X 射线所需的 $E_p > 1 \text{MeV}$ 的质子数比核作用产生观测的 γ 射线所需的质子数高 3 个数量级,因

此这两个传输机制的可行性还需进一步研究.

根据上面分析,一个完整的 X 射线耀斑应有以下过程:(1)在耀斑脉冲相前几分钟,在软 X 射线和 UV 波段出现耀斑先兆.有些时候,在大耀斑脉冲相前出现宁静暗条爆发和 CME,但在射电辐射上很少见到耀斑先兆.这表明耀斑先兆不是非热电子产生的,而是一种热过程;(2)由磁重联或与磁场位形改组有关的过程在耀斑环的顶部或环中其他地方产生初始能量释放.释放的能量通过热传导和高能粒子(电子和质子)沿磁力线向下面环足传输,在传输的过程中,给流管中粒子加速和给等离子体加热;(3)热传导前锋和高能粒子到达环足后,一方面加热那里的物质,使局部温度突然升高,压力突然增加,造成色球蒸发和压缩下面物质.另一方面,抵达环足的高能粒子同那里稠密的色球等离子体韧致作用产生硬 X 射线爆发.色球蒸发已为蓝移和谱线加宽所证实,向下面的压缩也为 H α 红移和斯塔克效应所证明;(4)在上升物质中既含有大量动能,也含有大量热能.它们通过热过程产生热 X 射线辐射,非热过程产生非热 X 射线辐射.两种辐射同时存在,但随着时间推移,非热过程逐渐为热过程取代,从而 X 射线辐射的性质逐渐在改变.

上面的观测结果可用 Donnelly 和 Kane 的耀斑核碰撞-烧蚀-对流模型来解释:这个模型是根据 OSO 和 OGO 卫星观测的耀斑 X 射线辐射提出的(Donnelly & Kane, 1978),后来他们根据电离层突然骚扰与 $10\sim 1030\text{\AA}$ 辐射的同时性作了发展(Kane et al., 1980b).在发展这个模型当中,他们假设电子是在日冕部分的流管内加速的,加速电子向下流动时大部分被反射回低日冕,在那里产生薄靶 X 射线辐射(图 6.7(a)),其中低能电子在日冕里被吸收,其余电子向下流到色球层,由色球的烧蚀作用在 10^{12}cm^{-3} 密度中产生一个“井”,并由厚靶韧致产生 X 射线和 EUV 辐射.

根据“太阳峰年卫星”观测,只有能量达到 15keV 的部分电子束能沉降到色球,造成色球烧蚀和把色球气体加热到 $5\times 10^7\text{K}$ 以上.被加热的气体旋即对流上升,上升速度为 $150\sim 400\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$.

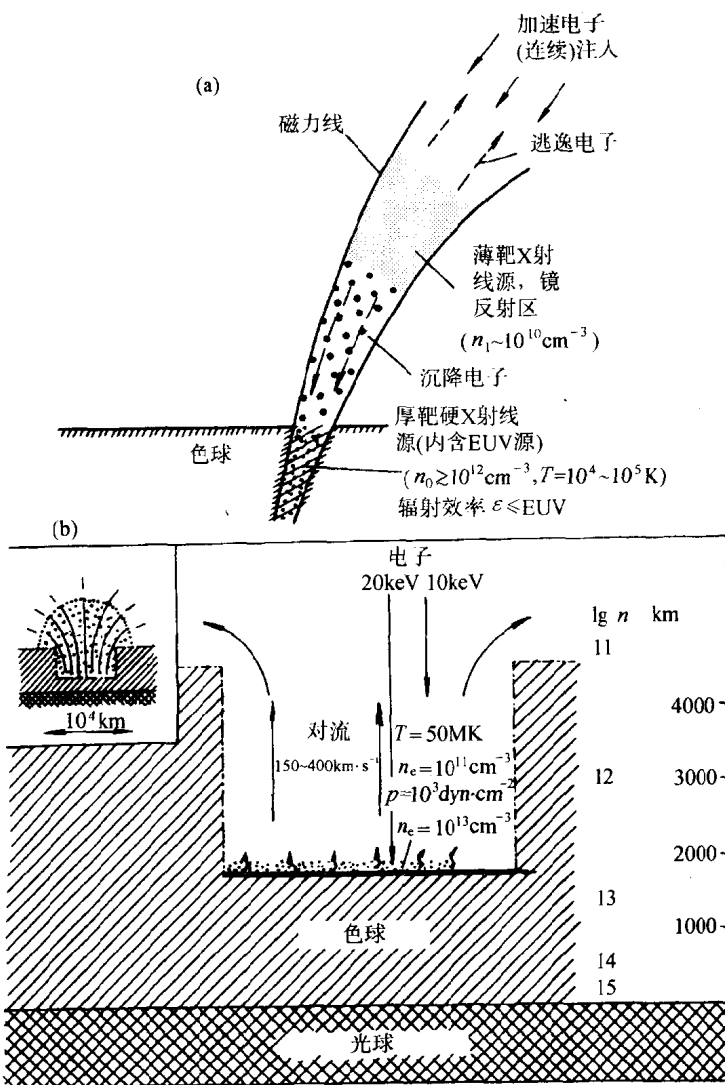


图 6.7 电子束对色球加热模型

(a) Donnelly 和 Kane 模型: 低能电子在色球中被吸收和反射回去
(Donnelly and Kane, 1978).

(b) de Jager 模型(de Jager, 1985): 高能电子沉降到色球和在井中烧蚀的深度, 热等离子体从井中对流上升, 在井底的一薄层上辐射 H α 和 UV 线

这是一个动力学过程,在耀斑开始的时候,色球及其上面的日冕是宁静的,由于连续加热和烧蚀,色球里的“井”被“烧着了”.加热过程是脉冲式的.到脉冲加热结束,被烧蚀的深度达 2000 多 km(图 6.7(b)).在这些“井”底,色球气体被加热成炽热的耀斑核气体.

根据 $H\alpha$ 、 $Ly\alpha$ 和类似谱线的观测,在宁静色球和被烧蚀的耀斑核气体之间一定有一个温度在 $10^4 \sim 10^5 K$ 的过渡层,它们很薄,最厚不超过几十公里.

以 $150 \sim 400 km \cdot s^{-1}$ 速度上升的超热气体,大约经过 10s 到达色球顶部.在上升的同时,由传导而慢慢冷却,冷却时间约 45s.热气体在从足点上升的同时,以每秒几百公里(典型 $v = 250 km \cdot s^{-1}$)的速度在附近的色球上方扩张.在它们冷却下来(约 45s)以前可扩张 $10^4 km$.因此,热气体在耀斑核上方形成一个半径约为 $10^4 km$ 的穹窿.事实上,在热气体冷却到“标准”耀斑温度($2 \times 10^7 K$)之前一直往外流.气体往外流的时候被约束在许多圆柱形流管里.这些流管比普通流管细和长,因此叫做流线.在一些情况下,还观测到簧舌状结构.这些等离子体由辐射和传导损失能量,它可存在 1 小时左右.

X 射线是研究太阳大气层中物理过程的一个重要电磁波段,在宁静太阳、太阳活动和太阳耀斑研究中发挥了突出的作用. Hudson 曾经统计过 1859 年 9 月 1 日卡林顿发现太阳耀斑以来太阳耀斑的重要发现.他指出,在 42 项重大发现中,高能辐射占大多数.而在太阳耀斑高能辐射中,X 射线的观测最多,资料最丰富,研究的最深刻,所起的作用也最大.

过去的成功为今后的发展奠定了坚实的基础,可以预料,今后的太阳 X 射线天文研究将会取得更大成功.

参 考 文 献

- Antonucci, E. et al., 1982, *Solar Phys.*, **78**, 107.
Antonucci, E. et al., 1984, *Ap. J.*, **287**, 917.
Antonucci, E. et al., 1985, *Solar Phys.*, **96**, 129.

- Arnoldy, R. L. et al. ,1968, *Solar Phys.* ,**2**,171.
- Bai, T. ,1986, *Ap. J.* ,**308**,912.
- Bai, T. and Sturrock, P. A. 1989, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* ,**27**,421.
- Bai, T. et al. ,1983, *AP. J.* ,**267**,43.
- Beigman, L. L. et al. ,1969, *Solar Phys.* ,**9**,160.
- Brown, J. C. ,1971, *Solar Phys.* ,**18**,489.
- Brown, J. C. ,1972, *Solar Phys.* ,**25**,158.
- Brown, J. C. and Mackinnon, A. L. ,1985, *Ap. J.* ,**292**,L31.
- Brown, J. C. et al. ,1979, *Ap. J.* ,**228**,592.
- Chubb, T. A. ,1970, *Solar — Terrestrial Physics*, Part 1, p. 69, ed by Dyer, D. Reidel
Pub. Co. Dordrecht, Holland/Boston.
- Chubb, T. A. et al, 1966, *J. Geophys. Res.* ,**71**,3611.
- Culhane, J. L. and Acton, L. W. ,1974, *M. N. R. A. S.* ,**151**,141.
- de Jager, C. ,1979, *Solar Phys.* ,**64**,135.
- de Jager, C. and Boelee, A. ,1984, *Solar Phys.* ,**92**,227.
- de Jager, C. and Svestka, Z. ,1985, *Solar Phys.* ,**100**,435.
- Donnelly, R. F. and Kane, S. R. ,1978, *Ap. J.* ,**222**,1043.
- Elwert, G. ,1961, *J. Geophys. Res.* ,**66**,391.
- Fritz, G. et al. ,1967, *Ap. J.* ,**148**,L133.
- Holt, S. S. and Ramaty, R. ,1969, *Solar Phys.* ,**8**,119
- Kane, S. R. ,1979, *Ap. J.* ,**233**,L151.
- Kane, S. R. and Anderson, K. A. ,1970, *Ap. J.* ,**162**,1003.
- Kane, S. R. et al. , 1980a, *Solar Flares*, Chapter 5, ed. by Sturrock, P. A. ,Colorado
Assoc. Vnis Press.
- Kane, S. R. et al. ,1980b, *Proceeding of Skylab Workshop*, Chapter 5, ed. by Sturrock,
P. A.
- Kreplin, R. W. ,1961, *Ann. Geophys.* ,**152**,17.
- Leack, J. and Petrosion, V. ,1983, *Ap. J.* ,**269**,715.
- Lin, R. P. et al. ,1981, *Ap. J.* ,**251**, L109.
- Mandel'stam, S. L. ,1965, *Space Sci. Rev.* ,**4**,587.
- Martens, P. C. H. ,1988, *Ap. J.* ,**330**,L131.
- Nitta, N. et al. ,1983, *Solar Phys.* ,**86**,241.
- Pallavicini, R. et al. ,1977, *Ap. J.* ,**216**,108.
- Peterson, L. E. and Winckler, J. R. ,1959, *J. Geophys. Res.* ,**64**,697.
- Priest, E. R. et al. ,1986, *Energetic Phenomena on the Sun*, NASA Cp—2439 Chapter
1, eds. by Kundu, M. R. and Woodgate, B. E.

- Rugge, H. and Wolker, A. B. C. Jr. ,1968, *Space Sci. Rev.* ,**8**,439.
- Sheeley, N. and Harvey, J. ,1981, *Ap. J.* ,**237**,1981.
- Simnnet, G. M. ,1986, *Solar Phys.* **106**,165.
- Takakura, T. 1969, *Solar Phys.* ,**6**,133.
- Takakura, T. and Kai, K. ,1966, *Publ. Astron. Soc. Japan* ,**18**,57.
- Takakura, T. et al. ,1971, *Solar Phys.* ,**16**,454.
- Tanaka, K. ,1983, *Proc. IAU. Collog* ,**71**,p. 307.
- Tsuneta, S. ,1983, *Proc. of Japan—France Seminar on Active Phenomena in Outer Atmosphere of the Sun and Stars.* eds. by J. C. Pecker, et al. .p. 246.
- Tindo, I. P. et al. ,1970, *Solar Phys.* ,**14**,204.
- Tindo, I. P. et al. ,1972, *Solar Phys.* ,**24**,429.
- Vaiana, G. S. et al. ,1968, *Science* ,**161**,564.
- Vaiana, G. S. et al. ,1973, *Solar Phys.* ,**32**,81.
- Van Beek, H. F. et al. ,1974, *Space Res.* **XIV**,447.
- Verma, V. K. et al. ,1985, *Solar Phys.* ,**99**,285.
- Xu yong-xuan and Cao yun-geng, 1986, *Chin. Astron. Astrophys.* ,**10**,306.
- Zhang He-qi, 1992, *Advances in Solar-Terrestrial Sci. of China*, p. 60, Science Press, Beijing, New York.
- Zhang He-qi et al. ,1989, *Astrophys. and Space Sci.* ,**153**,95.
- Zirin, H. et al. ,1971, *Solar Phys.* ,**19**,463.

第七章 X 射线脉冲星

乔国俊 徐仁新

§ 7.1 引言

太阳系外 X 射线天文学始于 1962 年. 该年, Giacconi 及其同事利用安装在火箭上的 X 射线探测器, 发现了第一颗宇宙 X 射线源 Sco X-1. 之后又测到十几颗类似的“X 射线星”. 然而, 天文学家了解“X 射线星”的本质却是在 1970 年以后.

1967 年发现的射电脉冲星被证论为有强磁场的中子星, 稍后又发现了蟹状星云脉冲星的 X 射线脉冲. 70 年代, 自由号卫星发射后在最初几个月中就发现了两个饶有兴趣的 X 射线源: Cen X-3 (Giacconi et al., 1971) 和 Her X-1 (Tananbaum et al., 1972). 这两个源都发射 X 射线脉冲, 它们的脉冲周期分别为 4.84s 和 1.24s. 这是一类新型天体——“X 射线脉冲星”. 新发现的“X 射线星”类似的脉冲现象意味着它也与中子星有关. 另一个值得注意的特征是 Cen X-1 和 Her X-1 都经历周期性的掩食, 即发射 X 射线的脉冲星因轨道运动周期性地被它的伴星所遮挡. 掩食时标很短, 这说明发射 X 射线天体的尺度很小. 掩食后, X 射线辐射非常弱, 甚至观测不到. X 射线脉冲星发现后, 很快就提出了密近双星模型, 发射 X 射线脉冲的天体是中子星, 现已得到广泛承认.

典型的 X 射线脉冲星的 X 射线光度比太阳全波段光度还高 10^3 到 10^5 倍 (见表 7.1), 这就需要一个十分有效的产能机制. X 射线脉冲星的轨道周期很短, 说明了双星中的子星间距很小, 使得中子星能从伴星吸积物质. 致密天体的吸积是一个很有效的产能机制. 恒星内部的能源来自核聚变, 而中子星和黑洞的吸积产能

率比氢聚变为氦的产能率高出 15~60 倍。

表 7.1 已知的 X 射线脉冲星(见 Bhattacharya & Ven den Heuvel, 1991)

名 称 ^{a)}	自转周期 (s)	轨道周期 (d)	$a_X \sin i$ (光秒)	$f(M)$ (M_\odot)	光度 L_X ($\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$)	椭率	类型 ^{b)}
A0538-66	0.069	16.7	—	—	3×10^{38}	0.4	Be
SMC X-1	0.717	3.89	53.46	10.8	5×10^{38}	<0.007	MB
Her X-1	1.24	1.70	13.18	0.9	2×10^{37}	<0.003	LMXB
4U0115+63	3.61	24.3	140.13	5	3×10^{37}	0.34	Be
V0332+53	4.38	34.25	48	0.1	4×10^{35}	0.31	Be
Cen X-3	4.84	2.09	39.79	15.5	5×10^{37}	<0.0008	MB
1E1048.1	6.44	—	—	—	3×10^{34}	—	Be
1E2259+59	6.98	0.03?	$<0.2?$	—	5×10^{35}	—	LMXB
4U1627-67	7.68	0.0228	—	—	3×10^{37}	—	LMXB
2S1553-54	9.30	30.6	164	5	—	0.09	Be
LMC X-4	13.5	1.41	26	15	7×10^{38}	<0.02	MB
2S1417-67	17.6	—	—	—	—	—	Be?
GPS1843+01	29.5	—	—	—	—	—	Tr
OAO1653-40	38.2	—	—	—	1×10^{37}	—	TrBe?
EXO2030	41.8	46.5~47.5	—	—	$\sim 1 \times 10^{38}$	—	TrBe
GPS2138+57	66	—	—	—	—	—	Tr
4U1700-37	67.4?	3.4	—	—	3×10^{36}	—	MB
GPS1843-02	94.8	—	—	—	—	—	Tr
A0535+26	104	111	500	20	2×10^{37}	0.3	Be
Sct X-1	111.1	—	—	—	—	—	Tr
GX 1+4	122	304?	—	—	4×10^{37}	—	LMXB
4U1230-61	191	—	—	—	—	—	Tr
GX 304-1	272	133	500	—	5×10^{35}	—	Be
4U0900-40	283	8.96	112	20	2×10^{36}	0.09	MB

续表

名称 ^{a)}	自转周期 (s)	轨道周期 (d)	$a_X \sin i$ (光秒)	$f(M)$ (M_\odot)	光度 L_X ($\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$)	椭率	类型 ^{b)}
4U1145-619	292	188	600	—	3×10^{35}	—	Be
1E1145.1	297	5.65?	—	—	3×10^{36}	—	—
A1118-61	405	—	—	—	5×10^{36}	—	Be
GPS1722-36	414	—	—	—	—	—	Tr
4U1907+09	438	8.38	80	9	4×10^{37}	0.22	MB
4U1538-52	529	3.73	55	13	4×10^{36}	—	MB
GX301-2	696	41.5	367	31	3×10^{36}	0.47	MB
4U0352+30	835	580	—	—	4×10^{33}	—	Be

说明: a) 表中 X 射线脉冲星名字中字母表示发现该源的卫星名字的缩写, A: Aril 5; S: SAS-3; U: UHURU; E: Einstein; GPS: Ginga; EXO: EXOSAT; V: Vela 卫星; GX: 美国麻省理工学院气球发现的源。符号 LMC 和 SMC 分别表示大、小麦哲伦云。

b) MB: 标准大质量双星, Be: 光学子星为 B 型发射星, Tr: 瞬变源 (Transient), LMXB: 小质量 X 射线双星。

表 7.2* 六颗 X 射线脉冲星导出的参数(引自 Nagase, 1989)

源名称	K_c ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	θ_c (deg)	i (deg)	$a(R_\odot)$	$R_c(R_\odot)$	$M_c(M_\odot)$	$M_X(M_\odot)$
SMC X-1	19 ± 2	26.5—29	65^{+12}_{-9}	$27.1^{+2.1}_{-2.0}$	$16.3^{+3.4}_{-3.5}$	$16.8^{+4.2}_{-3.5}$	$1.06^{+0.33}_{-0.31}$
Her X-1	83 ± 3	24.4—24.7	80^{+8}_{-5}	$8.61^{+0.22}_{-0.25}$	$3.86^{+0.28}_{-0.34}$	$1.99^{+0.12}_{-0.14}$	0.98 ± 0.12
Cen X-3	24 ± 6	35—40	75^{+12}_{-13}	$18.9^{+1.3}_{-1.0}$	$12.2^{+2.0}_{-1.5}$	$19.8^{+4.5}_{-2.7}$	$1.06^{+0.56}_{-0.53}$
LMC X-4	38 ± 5	26—28	68^{+11}_{-9}	13.3 ± 1.1	7.57 ± 1.5	$14.7^{+3.8}_{-3.2}$	1.38 ± 0.5
Vela X-1	21.8 ± 1.2	33—36	83 ± 6	$52.9^{+0.9}_{-0.8}$	$34.0^{+1.1}_{-1.0}$	$23.0^{+1.2}_{-0.9}$	1.77 ± 0.21
4U 1538-52	33 ± 7	25—30	71^{+13}_{-11}	$26.8^{+2.6}_{-2.5}$	$15.2^{+3.1}_{-2.9}$	$16.9^{+5.4}_{-4.3}$	$1.76^{+0.96}_{-0.83}$

* 见 § 7.3 的讨论

已发现三十几个 X 射线脉冲双星(表 7.1),在几乎所有的情况下,伴星质量 M_c 都是在 10 到 $30M_\odot$ 之间(早型星,表 7.2). 在这类 X 射线双星中,我们既可以测出光学子星谱线的多普勒效应,也可测出 X 射线脉冲星的多普勒效应,是“双谱双星”. 而且,由掩食效应又可以定出轨道倾角. 因此,可以准确地定出两颗子星的质量(见表 7.2). 发射 X 射线辐射的致密天体质量 M_x 在 $1\sim 2M_\odot$ 之间,符合中子星质量理论预期值.

X 射线双星有三种,即激变变星(CVs)、大质量 X 射线双星(HMXBs)和小质量 X 射线双星(LMXBs). 这三类双星中发射 X 射线的天体,CVs 中为白矮星、LMXB 和 HMXB 中为中子星(占多数,如 X 射线脉冲星)或黑洞(少数). 此外,一些不含简并子星的“正常”密近双星,也发射 X 射线,如部分 RS CVn 系统内星冕产生的软 X 射线辐射或 X 射线瞬变现象. 另一些 X 射线源,有确定的脉动周期,周期值分布在 $350\sim 4000s$ 之间(如 GK Per, $P=351s$; V1223 Sgr, $P=740s$; EH Hya, $P=4022s$). 这些源中发射 X 射线的天体可能是白矮星,属 CVs 的一个分支(Nagase., 1989). 本章仅讨论 HMXB 中的 X 射线脉冲双星.

X 射线脉冲双星中,中子星的伴星是大而亮的蓝星(O 型星,或 B0~B2),这类星很年轻($<10^7a$),光学光度大(X 射线光度与光学光度之比 $L_x/L_{opt} \simeq 10^{-5}\sim 10$). 一般分布在银道面附近,但不靠近银心(图 7.1). 有些 X 射线双星也有大质量伴星,但不发射 X 射线脉冲,它们和 X 射线脉冲星一起被称为大质量 X 射线双星. 有些 X 射线双星的伴星质量较小($<1\sim 2M_\odot$),被称为小质量 X 射线双星. 小质量 X 射线双星的光学光度小($L_x/L_{opt} \simeq 10\sim 10^4$),集中在银河核球和球状星团中. X 射线暴(突发的剧烈的 X 射线闪)仅出现在小质量 X 射线双星中;而 X 射线脉冲星几乎完全存在于大质量 X 射线双星中(少数除外,见表 7.1). 同时表现为 X 射线暴和 X 射线脉冲的天体则更少(例如最近观测到的 GROJ1744-28,见 § 7.7). 造成这种差异的关键因素可能是中子

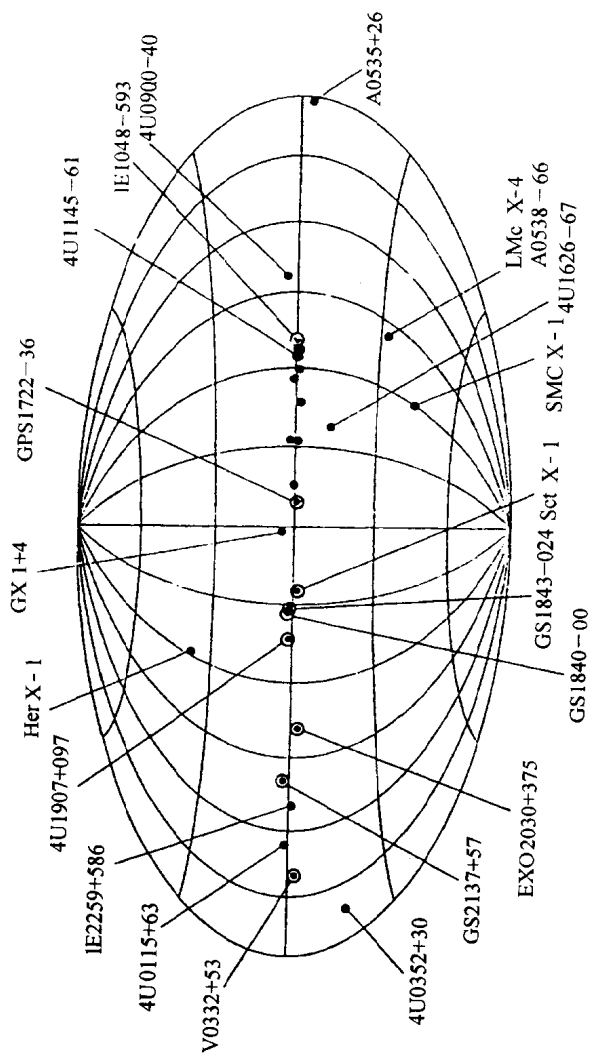


图 7.1 X 射线脉冲星在银道坐标系中的分布. 图中“⊙”是 1984 年前发现的, “⊙”则是 1984 年后发现的. (Nagase, 1989)

星的磁场强度. X 射线脉冲星一般具有很强的磁场($\sim 10^{12}\text{Gs}$), 而小质量 X 射线双星的磁场一般要弱得多($\leq 10^{10}\text{Gs}$). 本章仅介绍 X 射线脉冲双星, 对单星 X 射线脉冲辐射(如 Crab, Vela 等)未作讨论.

§ 7.2 X 射线脉冲星的主要观测特征及一些简单分析

7.2.1 X 射线脉冲星

X 射线脉冲星是中子星和光学子星(绝大多数是大质量早型星)构成的双星系统中的成员. 最先发现的 X 射线脉冲星 Cen X-3 和 Her X-1 就十分清楚地表明, X 射线脉冲是由双星系统的成员之一(中子星)发出的. 下面以 Her X-1 为例说明这一点. 它的 X 射线辐射有三种周期: 脉冲周期 P , 轨道周期 T , 以及“开关”周期.

1. 脉冲周期 $P = 1.24\text{s}$, 其间 X 射线流量呈周期性脉冲状.
2. 周期 $T = 1.700\text{d}$, 其间在 $1.43 \pm 0.08\text{d}$ 内, X 射线发射强, 能观测到周期为 1.24s 的脉冲; 在 $0.24 \pm 0.06\text{d}$ 内, 观测不到 X 射线脉冲. 上述两种状态的过渡时间很短, 小于 0.025d . X 射线脉冲的到达时间也周期性地变化, 其周期也为 T .
3. “开关”周期约 35d . 在此周期内, 约 12d 处于 X 射线辐射高态, 能观测到具有 1.7d 周期的 X 射线脉冲; 约 23d 处于低态, 其间观测不到 X 射线脉冲.

这些现象清楚地说明辐射来自双星系统, X 射线脉冲是由绕光学子星作轨道运动的中子星发出的. 由于多普勒效应, 脉冲周期要发生变化, 这使得脉冲到达时间也周期性变化. 当中子星被光学子星(HZ Her X-1)挡住时, 我们就看不到 X 射线脉冲. 初食到全食的“过渡”区很小, 说明 X 射线发射区很小. 中子星的吸积盘会因其伴星的摄动而产生进动. 由于吸积盘的进动, 产生 X 射线辐射的中子星会周期性地被盘遮挡. “开关”周期可能是由吸积盘的这种进动导致的(Qiao & Cheng, 1989).

7.2.2 脉冲轮廓

脉冲轮廓的特点是:

(1) 脉冲宽度大. 脉冲持续时间 τ 与脉冲周期 P 的比值 (duty cycle) 的典型值 $\tau/P \geq 50\%$. 而射电脉冲星的脉冲宽度要窄得多, 典型值为 $\tau/P \simeq 3\%$.

(2) 脉冲调制度 $\frac{I_0 - I}{I_0}$ 在 $10\% \sim 90\%$ 之间, 式中 I_0 为一个周期中 X 射线流量的最大值, I 为其最小值. 而射电脉冲星的上述比值通常为 100% .

(3) 脉冲形状有的对称, 有的非常不对称. 未发现脉冲形状与脉冲周期之间有什么关系.

(4) 有几颗 X 射线脉冲星的脉冲剖面的形状与 X 射线光子能量有关 (如 A0535+26, 4U0900-40), 另一些则在很宽的 X 射线能量范围内脉冲形状基本上保持不变.

EXO 2030+375 在不同的光度上有不同的脉冲形状 (Nagase, 1989), 这意味着脉冲形状可能与吸积率有关. 研究脉冲形状随 X 射线光子能量、强度的变化, 将对理解中子星吸积的物理过程提供更多的直接观测依据. 但目前的了解还很不够. 我们的问题依然是: X 射线脉冲星的辐射束是如何形成的? 它与吸积率有什么关系?

一般认为, X 射线脉冲产生于强磁场中子星的极冠区, 辐射沿极冠区射出, 受强磁场的限制, 辐射的方向性很强. 当磁轴与自转轴不平行时, 我们便观测到来自中子星的脉冲. 脉冲周期, 就是中子星的自转周期. 中子星自转轴、磁轴和观测者视线方向三者关系的不同, 便构成不同的脉冲形状. 为理解观测到的脉冲剖面, 还需要考虑中子星磁极附近吸积柱的结构及传输效应. 吸积柱的形状, 决定了辐射束的形状是“铅笔束”的还是“扇形束”的. 由于强磁场中电子-光子散射的各向异性及强磁场中的谐振效应, 散射截面与光子的能量及辐射方向跟磁场间的夹角有关. 在理解脉冲形

状随光子能量变化时,必须考虑这些因素. 一些作者已经考虑了这种影响,但进一步的工作是需要的,以便定量地对各种脉冲形状给出自洽的解. 由于散射截面与 X 射线能量和磁场强度有关,从自洽的拟合中可以得到磁场强度的数值,如 Kii 等人(1986)对 4U1626-67 得出磁场 $B \sim 8 \times 10^{12} \text{Gs}$.

7.2.3 脉冲周期

X 射线脉冲星的轨道周期 T 在 41min 到 580d 之间,脉冲周期在 69ms 到 835s 之间. 绝大多数射电脉冲星是越转越慢的. 这可看做转动能转化成了辐射能量,周期变长是转动能量不断减少的结果. 对于 X 射线脉冲星,物质的吸积,角动量迁移,可以增加转动能量,因而脉冲周期可以变短. 早期研究普遍认为转动加速是 X 射线脉冲星的一个特征. 一些 X 射线脉冲星的早期观测曾显示稳定的转动加速,但随后的研究发现它们有时转动减速(图 7.2). HaKucho, Tenna, Ginga 等 X 射线卫星的研究表明,在已进行过长期精确检测的 16 个 X 射线脉冲星中,仅有两个是较稳定的长期转动加速的.

大体上说,对于脉冲周期短的 X 射线脉冲星,或多或少呈现转动加速的趋势(16 个做过长期检测的脉冲星中有 7 个). 那些脉冲周期长的脉冲星($P > 100\text{s}$),脉冲周期的变化没有规律(如图 7.2),这些脉冲星多属于星风吸积. Be/X 射线型脉冲星(伴星是 Be 型发射星的 X 射线脉冲星,见 7.2.5 节)介于两者之间.

吸积使得部分轨道角动量转移成自转角动量,中子星可以不断转动加速. 此时,脉冲周期 P 和周期对时间的一阶导数 \dot{P} 可写成(Bhattacharya & Heuvel, 1991):

$$\dot{P}/P = (-3 \times 10^{-5}) f \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{Gs} \cdot \text{cm}^3} \right)^{2/7} \left(\frac{L_X}{10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{6/7} \left(\frac{P}{1\text{s}} \right) (a^{-1}) \quad (7.1)$$

式中 μ 是中子星磁矩, L_X 是 X 射线光度, f 是量级为 1 的参数.

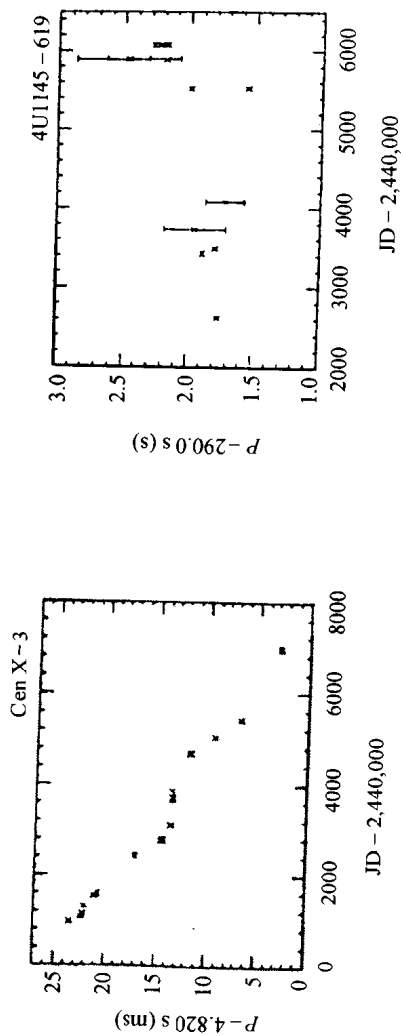


图 7.2 X 射线脉冲星 (Cen X-3 和 4U 1145-619) 脉冲周期随时间的变化。
图中横坐标为时间, 纵坐标为观测到的脉冲周期 (为了清楚地显示脉冲周
期的变化, 用脉冲周期 P 减去脉冲周期的某一平均值来表示)

在仅考虑总趋势的情况下,对盘吸积的脉冲星而言,统计结果大体上与上式一致.

转动加速是有限制的,中子星的转动角速度不能超过吸积盘内边缘的转动角速度. 中子星达到这个转动周期时,就不能再加速,称为平衡转动周期 P_{eq} . P_{eq} 可写成 (Bhattacharya & Heuvel, 1991):

$$P_{eq} = 1.6 \left(\frac{B_0}{10^{12} \text{Gs}} \right)^{6/7} \left(\frac{R}{10 \text{km}} \right)^{18/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-5/7} \left(\frac{\dot{M}}{10^{17} \text{g} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{-3/7} \quad (\text{s}) \quad (7.2)$$

式中 B_0 是中子星的表面磁场, M 、 R 分别是中子星的质量和半径, \dot{M} 为物质吸积率. SMC X-1 和 Cen X-3 虽然脉冲周期较短,但仍然转动加速,表明它们仍然没有达到平衡. A0538-66 的脉冲周期只有 69ms,仍然转动加速,说明中子星的磁场不强,磁场 $B \sim 5 \times 10^{10} \text{Gs}$.

在 7 个大致转动加速的源中,由光学、紫外、X 射线的观测表明,有五个源存在吸积盘,它们是 Her X-1, Cen X-3, LMC X-4, SMC X-1 和 4U 1626-67. 前四个源是由伴星充满临界洛希面时,通过第一拉格朗日点的物质流加速引起的. 另外两个“转动加速”的源,脉冲周期较长,尚未明确观测到吸积盘的证据,这两个源是 GX 1+4 和 OAO 1657-415. 一个值得注意的现象是,在对 Be/X 射线型脉冲星 EXO 2030+375 的观测中,观测到脉冲剖面形状和脉冲周期变率 \dot{P} 随 X 射线光度发生变化. 观测到的脉冲周期变率随 X 射线光度的变化可表示为: $-\dot{P} \propto L_x^{1.08-1.35}$, X 射线光度小的时候(吸积率小)甚至会转动减速. 这个观测事实,与 Ghosh 和 Lamb(1978)的盘吸积理论一致, L_x 的指数略有不同,理论值为 $-\dot{P} \propto L_x^{6/7}$. 这表明不仅盘吸积,一些情况下 Be 型 X 射线脉冲星也可以应用上述理论,并由此可以估计出中子星的磁场. 对于 EXO 2030+375 磁矩,估计为 $1.1 \sim 2.4 \times 10^{31} \text{Gs} \cdot \text{cm}^3$.

7.2.4 X 射线谱

图 7.3 给出五颗 X 射线脉冲星的谱分布,可以看出,除连续谱外,很多 X 射线脉冲星还存在谱线.

1. 连续谱

通常在 $2\sim 20\text{keV}$ 的范围内近似为幂律谱,在高频段和低频端,光子计数率迅速下降. 低能端光子计数率的下降是由星际介质或中子星附近物质的光电吸收引起的. 值得指出的是,其连续谱不能用简单的黑体谱、热韧致谱或幂律谱来描述,常用下述经验公式来描述:

$$N(E) = \begin{cases} N_0 E^{-\alpha} & E \leq E_c \\ N_0 E^{-\alpha} \exp[-(E - E_c)/E_f] & E > E_c \end{cases} \quad (7.3)$$

式中 N 和 N_0 是光子计数率, E_c 和 E_f 表示高能截断, α 是谱指数. 对不同的脉冲星 α 、 E_c 和 E_f 有不同的值,它们的取值范围是: $0.8 \leq \alpha \leq 1.5$, $9\text{keV} \leq E_c \leq 20\text{keV}$, $6\text{keV} \leq E_f \leq 20\text{keV}$. 具体的取值可参考 Nagase(1989)文中的表 2.

2. 铁发射线

观测发现一些 X 射线脉冲星具有铁发射线(如图 7.3),在观测的精度范围内,多数位于 6.4keV 附近. 与小质量 X 射线双星中观测到的 6.7keV 不同,前者产生于冷的、电离不够充分的环境中,而后者则产生于相对热的星冕中. 除了窄的 K_α 发射线以外,有的在 7.3keV 附近观测到铁的 K 吸收线(见图 7.3).

铁的发射线及其附近的吸收线、连续谱中 $1\sim 4\text{keV}$ 软 X 射线的吸收,为密近双星中吸积物质的密度及其分布的研究提供了重要的线索.

3. 回旋吸收线

X 射线脉冲星发现后,它被证明是较年轻的、具有强磁场($10^{12}\sim 10^{13}\text{Gs}$)的中子星. 关于强磁场的第一个比较直接的观测证据是由 Trumper 等(1978)给出的. 他们发现 Her X-1 的 X

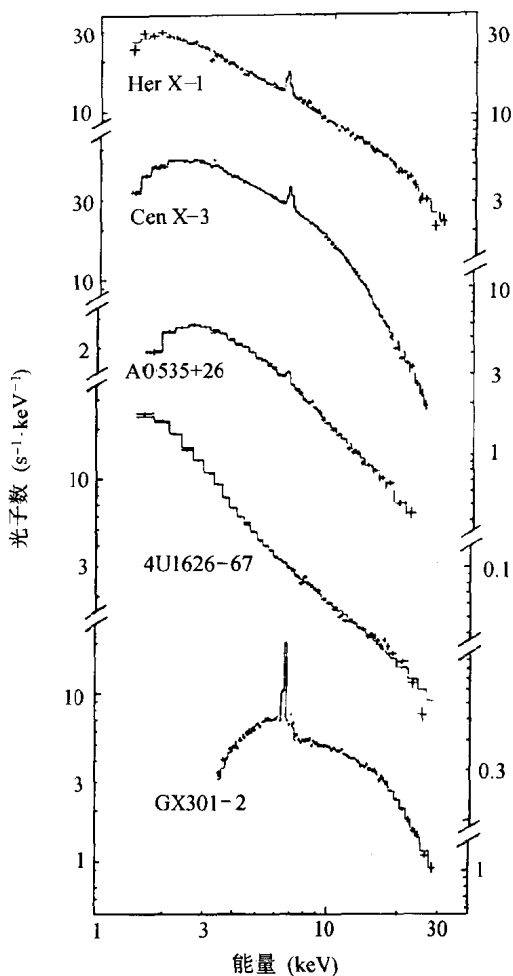


图 7.3 五颗 X 射线脉冲星的平均能谱. 横坐标是 X 射线能量, 纵坐标是单位能段内光子计数率. 除 4U1626—67 外, 都可看到 6.4keV 的发射线. GX 301—2 还可看到 7.3keV 发射线附近的吸收. (引自 Nagase, 1989)

射线谱中存在 $\sim 58\text{keV}$ 和 $\sim 116\text{keV}$ 的发射线(见图 7.4), 如解释为强磁场中朗道能级之间跃迁产生的回旋发射线, 则可求出其磁

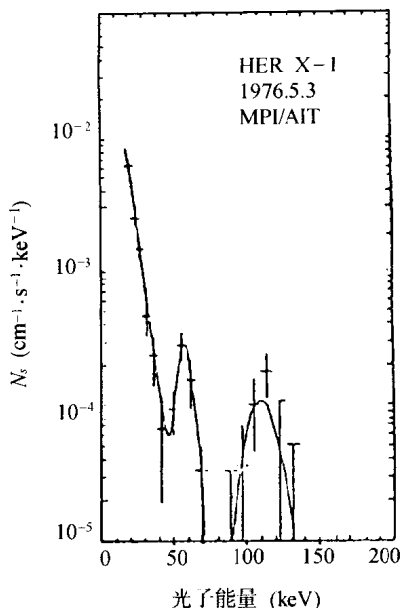


图 7.4 Her X-1 的回旋吸收线. 横坐标为光子能量, 纵坐标为光子计数率(N_s 为光子数)

场为 $4 \times 10^{12} \sim 6 \times 10^{12} \text{Gs}$. 现在认为更合理的解释是 $\sim 38 \text{keV}$ 和 $\sim 76 \text{keV}$ 的回旋吸收线, 相应的磁场为 $3 \times 10^{12} \sim 4 \times 10^{12} \text{Gs}$.

这种谱线来源于强磁场中电子能级的量子化. 强磁场中电子沿磁场方向的运动是自由的, 但在磁场的垂直方向上的能量则是量子化的, 这些量子化能级称为朗道能级. 强磁场中电子能量可由下式表示:

$$E_{n,s} = \left\{ c^2 P_z^2 + m^2 c^4 [1 + (2n + s + 1) B/B_q] \right\}^{1/2} \quad (7.4)$$

式中 $B_q = m^2 c^4 / (e \hbar) = 4.414 \times 10^{12} \text{Gs}$, 称为临界磁场(电子回旋半径与德布罗意波波长相等时的磁场值). m, e 分别是电子的质量与电荷. B 为磁场强度. P_z 是电子沿磁场方向的动量. s 代表电子的自旋, $s = \pm 1$ 分别表示电子自旋与磁场反平行或平行. $n = 0, 1, 2, \dots$ 表示电子在与磁场垂直的方向上量子化能级.

$n = 0, s = -1$ 是单重态, 其余态都是双重简并的. 电子静止系中 (即取 $P_z = 0$), 基态与第一激发态之间的能量为 (只取 B/B_q 的一次项):

$$E_0 = \frac{heB}{2\pi mc} = \frac{h}{2\pi} \omega_B = 11.6 \text{ keV } B_{12} \quad (7.5)$$

式中 $B_{12} = B/10^{12} \text{Gs}$. 第二激发态与基态间能量差是 E_0 的两倍. 观测上可以看到频率成倍的两个吸收峰 (如图 7.4), 就更有力的证明吸收线是产生于朗道能级之间的跃迁.

如果谱线产生于中子星表面附近, 引力红移改变观测到的光子的能量, (7.5) 改写为

$$E \simeq 10 \text{ keV } B_{12} \left(\frac{1.2}{1+z} \right) \quad (7.6)$$

式中 $z = \frac{GM}{Rc^2}$ 为红移值, R, M 分别是中子星的半径与质量.

已测得的几颗 X 射线脉冲星的回旋吸收线及相应磁场值为: Her X-1, $E \sim 38 \text{ keV}, 76 \text{ keV}$, $B \sim 3 \times 10^{12} \text{Gs}$; 4U0115+63, $E \sim 11.5 \text{ keV}, 23 \text{ keV}$, $B \sim 1 \times 10^{12} \text{Gs}$; 1E2259+586, $E \sim 7.3 \text{ keV}$, $B \sim 5 \times 10^{12} \text{Gs}$; 4U1538-52, $E \sim 21.5 \pm 0.5 \text{ keV}$, $B \sim 1.8 \times 10^{12} \text{Gs}$.

7.2.5 X 射线脉冲星的分类

由表 7.1 可以看出, 除少数外, 大多数 X 射线脉冲星的伴星是大质量、高光度的早型星, 光谱型在 O 到 B2 之间. 这些大质量 X 射线脉冲星可以分成两类. 一类叫“标准”的大质量 X 射线脉冲星, 伴星是早型大质量星; 另一类是 Be/X 射线型脉冲星, 伴星是 O9Ve 到 B2Ve 的发射线星.

Be 型星有两种物质损失形式: 一种是星风, 另一种是通过赤道区域的物质抛射. 后者在其光谱中会产生特征发射线. 由于 Be 星转动很快, 故赤道区域的物质抛射可能是由转动驱动的. 这种抛射无确定的时间, 是观测到 X 射线“暂现”的原因之一. 图 7.5

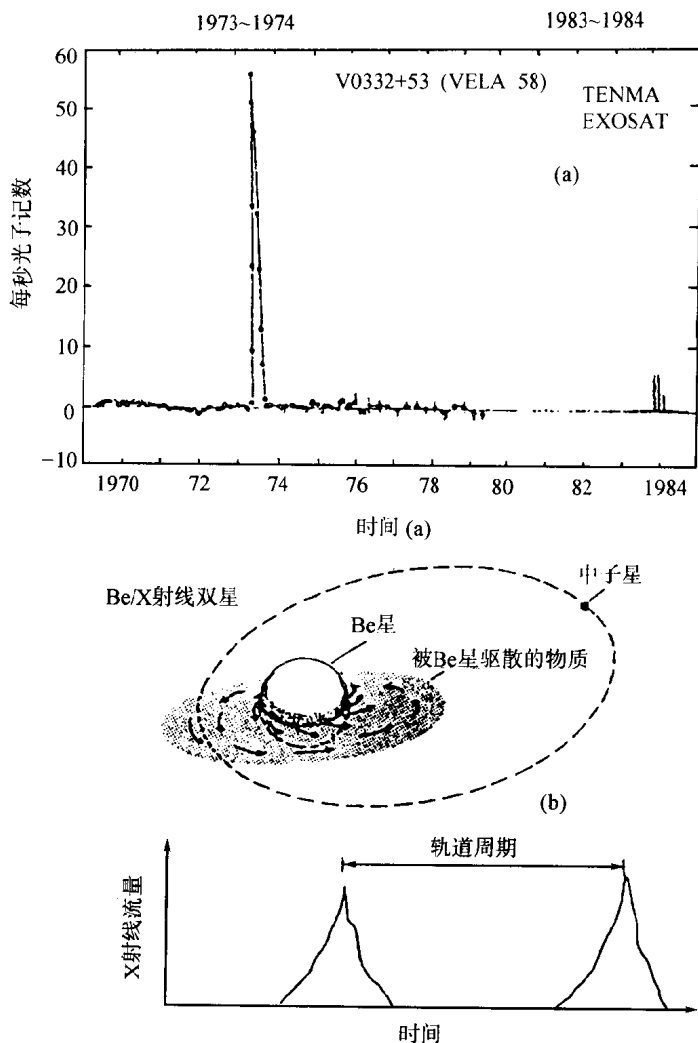


图 7.5 (a)瞬变的 Be/X 射线双星 X0332+53 的 X 射线强度随时间的变化. 1973 年 12 月和 1983 年 1 月 观测到两次 X 射线爆发. (b)Be/X 射线双星(例如 X0535+26, X0332+53)X 射线强度随时间变化示意图. 中子星在一个偏心率适当的椭圆轨道上绕 Be 星运动, 高速旋转的 Be 星赤道面上存在着吸积盘. 当中子星运动到近心点附近时, 物质的吸积可产生 X 射线爆发. Be 型星物质的抛射和吸积盘不稳定性导致观测上 X 射线强度的剧烈变化, 即产生“瞬变”现象

给出暂现的 X 射线脉冲星 V0332+53 的观测特征. 它在 1983~1984 年, 1973~1974 年处于“开”的状态, 其间 10 多年处于“关”的状态.

标准大质量 X 射线脉冲星和 Be/X 射线型脉冲星有以下几方面的不同:

(1) 标准的大质量 X 射线脉冲星的光学伴星为 Of 或蓝巨星, 大都充满临界洛希面. 半径约 $10 \sim 30 R_{\odot}$, 光学光度大, $L_{\text{opt}} > 10^5 L_{\odot}$, 子星质量超过 $20 M_{\odot}$. 而 Be/X 射线脉冲星的光学伴星是 O9Ve 到 B2Ve 型星, 有的光度型是 III 或 IV 的亚巨星. 一般说来未充满临界洛希面, 星的半径较小, 通常小于 $5 \sim 10 R_{\odot}$, 光度小于 $3 \times 10^4 L_{\odot}$, 质量约 $8 M_{\odot}$ 到 $20 M_{\odot}$.

(2) 标准大质量 X 射线脉冲星轨道周期较短, 在 $1.4 \text{d} \sim 10 \text{d}$ 之间(只有 X1223-62 例外), 而 Be/X 射线脉冲星的轨道周期通常大于 15d (见表 7.1).

(3) 标准大质量 X 射线脉冲星在许多情况下表现出 X 射线的掩食, 并显示出光学子星充满临界洛希面后, 因呈“椭球”形状而观测到周期性地光变. 这种系统中的物质传输是通过临界洛希面的内拉格朗日点或接近充满临界洛希面时的强星风进行的. 在 Be/X 射线脉冲星中则很难看到 X 射线的掩食和光学子星的光变, 表明 Be 型伴星未充满临界洛希面, 这排除了通过内拉格朗日点进行物质交流和强星风吸积的可能性. 物质的传输只反映 Be 星的固有的物质损失特性.

(4) 除了 Her X-1 的 35d “开关”周期和周期性掩食效应, 标准大质量 X 射线脉冲星是“稳定”可测的. 而 Be/X 射线脉冲星常是“暂现”源(transient). 在几个月到几年的间歇期后, 突然暂现几个星期到几个月.

§ 7.3 质量的测定

我们知道不是所有双星系统都可以精确测量出两个子星的质

量. X 射线脉冲双星系统中,光学子星和 X 射线星都能测定其多普勒效应,是“典型”的双谱双星系统,能分别测量两颗星的质量函数. 如果这个双星系统同时又是一个食双星,则可通过掩食时间的长短求出其轨道倾角,由此可以准确地求出两颗子星的质量. 具体方法如下:

首先根据光学子星的谱线和 X 射线脉冲星脉冲周期的多普勒效应测出视向速度曲线,由视向速度曲线分别求出 X 射线星和光学伴星视向速度的最大值 K_x 和 K_c . 由 K_x (或 K_c) 能求出所谓的质量函数 $f(M)$:

$$f(M)_{x,c} = (1.0385 \times 10^{-7} M_{\odot})(1-e^2)^{1/2} P_{\text{orb}} K_{x,c}^3 \quad (7.7)$$

式中 P_{orb} 为轨道周期,以天为单位; K_x 或 K_c 以 km/s 为单位. e 是轨道偏心率,可以由视向速度曲线的形状求出. 所以 $f(M)$ 是实测量,常在星表中列出.

双谱双星另一个重要观测量是所谓的质比 q , 定义为 X 射线星和光学子星的质量比,即

$$q = M_x / M_c = K_c / K_x \quad (7.8)$$

子星的质量可以分别表示为

$$\begin{cases} M_c = f(M)_x \frac{(1+q)^2}{\sin^3 i} \\ M_x = f(M)_x \frac{(1+q)^2}{\sin^3 i} \cdot q \end{cases} \quad (7.9)$$

只要求出轨道倾角 i , 我们就可以准确地求出两个子星的质量. 和普通的密近双星系统一样, 轨道倾角 i 只能通过掩食来求出, 在我们的情况下, 可以写做

$$\sin i \simeq [1 - \beta^2 (R_L/a)^2]^{1/2} / \cos \theta_c \quad (7.10)$$

式中 $\beta = R_c/R_L$, R_c 和 R_L 分别为光学子星和临界洛希面的半径, $a = a_x + a_c$ 是相对轨道半长轴. a_x 和 a_c 可由下式表示:

$$a_{X,c} \sin i = (1.375 \times 10^4 \text{ km}) (1 - e^2)^{1/2} K_{X,c} \cdot P_{\text{orb}} \quad (7.11)$$

a_X 和 a_c 分别表示 X 射线星和光学子星的绝对轨道半长轴. R_L 可

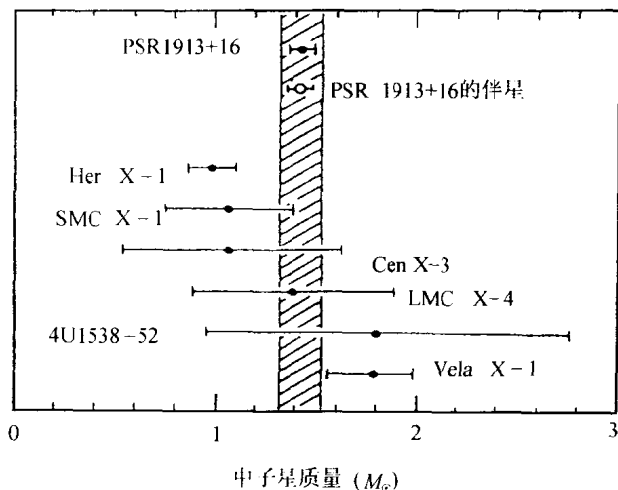


图 7.6 中子星质量的实测值及其误差的图示.

影线部分是指质量在 $(1.42 \pm 0.10) M_{\odot}$ 的区域

以由质比 q 求出^①, R_c 可以由掩食的半张角 θ_c 和 i 求出:

$$R_c = a (\cos^2 i + \sin^2 i \sin^2 \theta_c)^{1/2} \quad (7.12)$$

通常 $\beta \geq 0.9$, $\theta_c = \pi \frac{\tau}{P_{\text{orb}}}$, τ 是 X 射线脉冲被掩的时间.

综上所述, P_{orb} , K_X , K_c , θ_c 和 e 都是可以精确确定的. β 和 R_L 也可以求出, 虽有一定误差, 但也可以达到相当的精度, 因而两颗子星的质量能比较精确测出. 六颗 X 射线脉冲星一些参数的实测值列于表 7.2. 值得指出的是, 对中子星的质量这里提供了直接而精确的实测数据, 实测值都在理论预期值的范围内 (图 7.6). 射电脉冲双星能对中子星的质量提供更精确的结果 (如 PSR 1913+

① 在光学子星与轨道周期不同步自转的情况下, 应考虑非同步转动的影响. 轨道周期短时, 都达到了同步自转 (见 Rappaport & Joss, 1983), 无需进行修正.

16).

§ 7.4 X 射线光度和吸积

关于 X 射线光度和吸积过程请参阅本书第五章. 这里仅针对 X 射线脉冲星作一点说明.

7.4.1 X 射线光度的简单估计

吸积物质的势能的转化是产生大质量 X 射线脉冲星 X 射线光度的有效机制. 若物质吸积率为 \dot{M} , 则 X 射线光度 L_X 可写为

$$L_X = \frac{GM_X \dot{M}}{R} \quad (7.13)$$

或

$$L_{37} = 1.33 \dot{M}_{17} m R_6^{-1} \quad (7.14)$$

式中, $\dot{M}_{17} = \frac{\dot{M}}{10^{17} \text{g} \cdot \text{s}^{-1}} = \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{-9} M_\odot \cdot \text{a}^{-1}}, \quad m = M_X / M_\odot.$

如果 X 射线产生于温度为 $T \sim 10^7 \text{K}$ 的热辐射, 考虑引力势能转化为热运动能量的效率 α , 由下面的简单分析可以知道, 只有中子星或者黑洞才能产生足够高的温度发射 X 射线. 引力势能转化为热运动能量可以写成

$$\frac{3}{2} kT = \alpha \frac{GM_X m_p}{k}$$

式中 m_p 为吸积物质中粒子的质量, 这里我们取为质子质量, k 为玻尔兹曼常量. 因此

$$T = \frac{\alpha m_p G M_X}{k R} = (10^7 \text{K}) \alpha \gamma$$

$$\gamma = (M_X / M_\odot) / (R / R_\odot)$$

对于主序星 $\gamma < 3$, 红巨星 $\gamma < 1$, 白矮星 $\gamma \sim 10^2$, 中子星和黑洞 $\gamma \geq 10^5$, 而粘滞发热系数 $\alpha \simeq 10^{-5} \sim 10^{-6}$. 因此只有中子星或黑洞才能产生足够的温度发射 X 射线.

7.4.2 吸积引起中子星转动的加速和减速

1. 吸积半径, 磁层半径, 共转半径

上面我们已经提到, 有两种吸积形式. 一种是通过星风的吸积, 另一种是当伴星充满临界洛希面时通过第一拉格朗日点的吸积. 后者在中子星附近容易形成吸积盘, 其吸积率与光学子星的结构有关, 也和光学子星充满临界洛希面的程度有关. 在星风的吸积的情况下, 吸积半径 r_{ac} 是一个很重要的物理量. 仅当离中子星的距离小于吸积半径的星风, 即满足 $r \ll r_{ac}$ 的星风中的物质才能被中子星吸积.

中子星周围是由电荷分离的等离子体构成的磁层所包围. 在磁层内部 ($r \leq r_m$), 等离子体的运动受磁场的控制, 磁层与中子星共转. 这里 r_m 表示磁层的半径 (有时称为阿尔文半径). 在考察中子星的吸积、中子星自转加速极限等问题中, r_m 也是一个很重要的参数.

在星风吸积的情形下, 假定: (1) 吸积物质的下落速度等于自由落体的速度; (2) 吸积是球形的. (这两个假定意味着 $r \ll r_{ac}$); (3) 和下落物质冲击压及磁压相比, 忽略等离子体的热运动压. 这种情况下, 可以得到磁层的半径. 当自由下落的修正因子为 1, 并取典型值时, 可求得

$$r_m = (2.9 \times 10^8 \text{ cm}) \mu_{30}^{4/7} m^{-1/7} R_6^{-2/7} L_{37}^{-2/7} \quad (7.15)$$

这里, $\mu_{30} = \mu / (10^{30} \text{ G} \cdot \text{cm}^3)$, $L_{37} = L_X / (10^{37} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1})$, $R_6 = R / (10^6 \text{ cm})$, $m = M_X / M_\odot$, $\dot{M}_{17} = \dot{M} / (10^{17} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1})$. 该式在有关的文献中常被引用.

由于双星的轨道运动, 被中子星吸积的物质具有角动量, 在中

子星附近能形成吸积盘. 吸积盘与磁层的相互作用, 决定着中子星的转动加速或减速. 在有吸积盘的情况下, 靠近吸积盘的磁层半径和上述球形吸积的磁层半径 r_m 差别不太大, 例如有吸积盘的磁层半径约为 $0.2r_m$.

吸积盘中的物质以开普勒速度绕中子星旋转, 角速度为 $\Omega_K^2(r) = GM_X/r^3$, 当 $r \leq r_{co}$ 时, $\Omega_K = \Omega = 2\pi/P$, 盘物质与中子星共转, P 为中子星自转周期, 此时共转半径 $r_{co} = (GM_X/\Omega^2)^{1/3}$, 或写成

$$r_{co} = (1.5 \times 10^8 \text{ cm}) m^{1/3} P^{2/3}. \quad (7.16)$$

在详细研究吸积盘时, r_{co} 起着重要作用.

2. 具有吸积盘的脉冲星的角动量的传输

Her X-1 是一个典型的例子, 光学、X 射线等多方面的观测都表明它有一个吸积盘. SMC X-1 和 Cen X-3 有类似的情况. Her X-1 的吸积盘可能还在进动 (Qiao & Cheng, 1989). 小质量 X 射线脉冲双星 GX 1+4 和 4U 1626-67 也可能存在吸积盘. 这是因为伴星的质量不大, 不可能提供足够强的星风以产生观测到的较强的光度. 在较长的时间内, 这些脉冲星表现出大致转动加速的趋势, 与盘吸积对转动加速的解释一致. 吸积盘与磁层的作用可用 Ghosh 和 Lamb (1978) 的模型来理解.

吸积盘与磁层的相互作用发生在一个很薄的边界层 δ 及较厚的过渡区 d 中. 过渡区外边缘的距离为 $r_s = r_m + \delta + d$. 在过渡区中粘滞力为主, 在边界层中, 磁胀力为主. 分两种情况:

(a) 转动慢的中子星, 这种情况下 $r_m \ll r_{co}$, 磁场在 $r_m < r < r_s < r_{co}$ 之间捕获吸积盘中的物质, 由于吸积盘的角速度大于中子星自转角速度, 即 $\Omega_K > \Omega$, 所以中子星转动加速 (图 7.7).

(b) 对于转动较快的中子星, $r_s > r_{co}$, 这时在 $r_{co} < r < r_s$ 内磁场与盘物质之间的强耦合使中子星转动减速, 而在 $r_m < r < r_{co}$ 内的磁力线捕获的物质使中子星转动加速, 中子星是转动加速还是减速, 由这两种贡献的相对强度来决定 (图 7.7(a)). 上面的讨论可以用

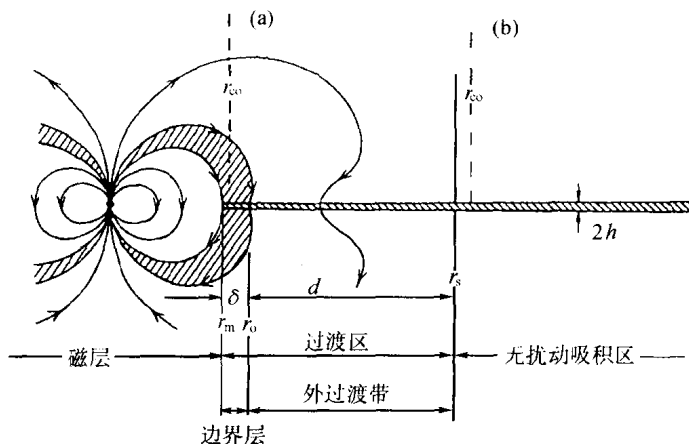


图 7.7 具有强磁场的中子星附近吸积盘的可能图像

过渡区(transient region)分成两部分,边界层厚度为 δ ,

外过渡区厚度为 d . 共转半径的两种情况分别以(a),(b)表示

一个表示转动快慢的参数 ω_s 来表示, $\omega_s \equiv \frac{\Omega}{\Omega_K(r_m)} = \left(\frac{r_m}{r_{co}} \right)^{3/2}$, 该模型中存在一临界值 $\omega_{s,c} \simeq 0.35$, 相应的 $r_{m,c} \simeq 0.5 r_{co}$. 当 $\omega_s < \omega_{s,c}$ 时可望转动加速.

对于 X 射线脉冲星的转动加速, 取典型值可得(7.1)式, 并与统计结果相符合.

3. “平衡”周期

根据上面的讨论我们会提出这样一个问题: 因吸积自转加速中子星会转的愈来愈快, 它的自转周期会不会达到一个极限呢? 答案是肯定的. 当中子不再从吸积物质中获得角动量时, 它的自转周期就会达到一个极限, 称为“平衡”周期 P_{eq} .

根据前一节的分析, 仅当 $r_m < r_{co}$ 时中子星才能转动加速. 当 $r_m = r_{co}$ 时, 中子星达到最大的自转速度. 由(7.15)和(7.16)式求得这一平衡周期 P'_{eq} :

$$P'_{eq} = (2.7s) \rho_{30}^{6/7} m^{-2/7} R_6^{-3/7} L_{37}^{-3/7} \quad (7.17)$$

在 Ghosh 和 Lamb 的模型中,取 $\omega_s = 0.35$,磁层半径取为 $0.63r_m$,得到下述平衡周期:

$$P_{\text{eq}} = (3.9\text{s}) \mu_{30}^{6/7} m^{-2/7} R_6^{-3/7} L_{37}^{-3/7} \quad (7.18)$$

比较几颗脉冲星的脉冲周期 P 的观测值和由式(7.18)给出的计算值,除 Her X-1 以外,计算结果与观测符合. 计算中用到 $\mu_{30} = m = R_6 = 1$. 这只代表“典型”的情形,对不同的脉冲星应有一定的修正.

4. 通过星风吸积的情形

在通过星风吸积的情况下,角动量迁移受多种因素的影响. 一般说角动量的迁移比盘吸积的情况要小. 而且星风的速度和密度随时间有很大的变化. 我们知道,早型星的星风在月到年的时标上有很大的变化. 这可能与观测到的这类脉冲星的脉冲周期的很大变化有关. 对于瞬变的 X 射线脉冲星,仅在其爆发的时间内能观测到 X 射线脉冲,观测不到 X 射线脉冲的时候,很可能是转动减速的.

在 $r_m < r_{\text{ac}}$ 和 $r_m < r_{\text{co}}$ 的情况下,中子星可从星风中捕获物质. 捕获的物质被阻止在磁层顶上,经由等离子体不稳定性进入磁层,沿偶极磁场落向极区. 当 $r_{\text{co}} < r_m < r_{\text{ac}}$ 时,通过星风不再能捕获物质. 磁层的运动超过吸积物质的开普勒速度,磁层会像螺旋桨一样把吸积物质甩出去.

大多数长周期的脉冲星被认为是通过星风吸积的,例如 Vela X-1, GX 301-2 等. 很多观测迹象表明,像 Vela X-1 这样的脉冲星是存在吸积盘的. 当到达中子星两边的星风存在密度和速度差别时,中子星吸积的物质会含有角动量的迁移并能形成吸积盘. 通过星风吸积形成吸积盘的二维数值模拟结果可显示出在激波波前的后面可以形成吸积盘. 不过这种吸积盘是不稳定的,其结构含有偶发性的变化,这会导致吸积到中子星上的角动量有很大的起伏.

对 Be/X 射线脉冲星吸积特性的研究是很有意义的. 这种系

统中轨道偏心率较大. Be 型伴星和中子星之间距离有较大的变化,因而吸积过程也有很大变化. 这种系统中观测到脉冲周期的变化与 X 射线流量有关. 脉冲周期与轨道周期、近星点距离有关,吸积发生在近心点附近. 这些事实说明,在这种系统内中子星处在准平衡状态下: $r_m \simeq r_{co}$. 当中子星在近星点附近经过 Be 型的壳层状的星风或吸积盘时,吸积率增加,中子星附近的吸积盘的内边缘向中子星方向移动,这时中子星转动加速. 相反,当中子星离开近心点附近时,吸积率减少或停止. 这期间吸积盘的内边缘向外移动到共转半径 r_{co} 附近或者更远. 一旦 $r_m > r_{co}$ 时,吸积物质就不再能进入中子星的磁层,中子星的磁层就会像一个螺旋桨那样把落下来的物质甩出去,表现为转动减速. 与之有关的观测与理论是值得进一步研究的.

§ 7.5 密近双星的演化

7.5.1 一般说明

大质量 X 射线双星(HMXB)和小质量 X 射线双星(LMXB)系统中都多包含一个中子星(少数可能是黑洞),它们是由大质量的双星系统演化出来的. 在银河系中,HMXB 和 LMXB 的数目不相上下,但它们的寿命却相差甚远,分别为 $10^4 \sim 10^7$ 年和 $10^8 \sim 10^9$ 年. 这说明 HMXB 的产生率要比 LMXB 高出 $10^2 \sim 10^3$ 倍. 大质量的双星系统中形成 HMXB 是一种比较普遍的现象,而 LMXB 的形成则需要一定的条件(质量比 $q \leq 0.15$),是一种较为罕见的天象.

在轨道周期不是很大的双星系统中,质量较大的子星(以下简称主星)能演化到充满临界洛希面,发生物质交流. 主星的部分质量和角动量会转移到其伴星上,也可能逃离双星系统. 这种演化到一定阶段,有物质和能量交流的双星称为密近双星.

密近双星演化的计算已取得了很大的进展. 在计算中通常假定系统的质量和角动量守恒. 当然准守恒只出现在演化的某些阶

段上. 某些情况下, 如超新星爆发, 质量和角动量会有很大损失. 然而我们对质量和角动量的损失情况知之甚少, 尚不能对演化的每一个阶段做出精确的计算. 引进质量和角动量损失的一些合理假定, 可以对 X 射线双星的起源和演化给出较清楚的说明. 对于 HMXB 的产生, 采用“准守恒”的假定是合理的, 计算的不确定性较小. 但是, 在形成 LMXB 的过程中大部分质量和角动量会损失掉($>90\%$), 计算的不确定性大.

7.5.2 密近双星演化类型

密近双星中两子星间相互作用的形成取决于主星的演化状态和质量比 q . 通常按公转轨道半径的大小分为三类:

A 型: 在主星的核心氢燃烧结束前, 主星已充满临界洛希面, 轨道周期 $T \leq 1.9$ 天.

B 型: 在主星的核心氢燃烧结束后, 但在氦点火之前主星充满临界洛希面, $1.9 \text{ 天} \leq T \leq 394$ 天.

C 型: 在主星的核心氦点火后, 但在碳开始燃烧前主星充满临界洛希面. $394 \text{ 天} \leq T \leq 800$ 天.

B 型和 C 型轨道周期分布范围很宽, 是密近双星演化较普遍的形式. 主星演化到充满临界洛希面后, 大部分氢包层(占总量的 80%)转移到伴星上. 根据留下的恒星物质质量的大小, 最后演化为白矮星、中子星或者黑洞.

物质交流后留下氦星的质量 M_{He} 与主星的质量和化学成分有关. 对于 B 型(或 A 型), $M_{\text{He}} \simeq 0.1(M_1/M_{\odot})^{1.1}$. 对于 C 型, 在氦燃烧阶段氢壳层也要燃烧, 所以 M_{He} 还要大一些. 当 $M_1 = 15M_{\odot}$ 时, $M_{\text{He}} = 3 \sim 4.5M_{\odot}$. 对于不同的初始质量, 不同的物质交流类型, 留下的氦星的质量也不一样大.

由上面的讨论可以看出, 处于双星系统中恒星的演化结局和单星不一样.

7.5.3 准守恒假定下大质量 X 射线双星的形成

1. 物质转移和轨道周期的变化

主星演化到充满临界洛希面后,经过物质交流,两个子星的质量、轨道半径、轨道周期都会发生相应的变化. 若 M_1 和 M_2 分别表示双星中两个子星的质量,总质量 $M=M_1+M_2$,且轨道偏心率为零,则双星系的轨道角动量 J_{orb} 可写为

$$J_{\text{orb}} = \frac{M_1 M_2}{M} \Omega a^2, \quad (7.19)$$

这里 a 是相对轨道半长轴, Ω 是轨道角速度 $\Omega=2\pi/T$, T 是轨道周期. 由开普勒定律 $\Omega^2=GM/a^3$, 角动量守恒 $J_{\text{orb}}^0=J_{\text{orb}}$, 由质量守恒 $M_0=M=M_1+M_2=M_1^0+M_2^0$ 可以得到

$$\frac{a}{a_0} = \left(\frac{M_1^0 M_2^0}{M_1 M_2} \right)^2 = \left(\frac{(1+q)^2 q_0}{(1+q_0)^2 q} \right)^2. \quad (7.20)$$

这里下标“0”表示物质交流前的参数, $q=M_2/M_1=(M-M_1)/M_1$, 轨道周期间的关系为

$$T/T_0 = (a/a_0)^{3/2}$$

由此可见,随着双星演化过程中质量的损失,两星间距逐渐增加,轨道周期也变长了.

2. 大质量双星“准守恒”演化的例子

图 7.8a 和 7.8b 给出了 B 型密接双星物质交流演化的两个例子. 初始质量分别是 $25M_{\odot}+10M_{\odot}$ 和 $16M_{\odot}+9.6M_{\odot}$, 初始轨道周期都是 5 天, 第一对双星(图 7.8a)演化为标准大质量射线双星, 第二对(图 7.8b)演化为 Be/X 射线双星. 几个演化阶段分别说明如下:

(a) (或 A): 尚未演化的双星.

(b) (或 B): 质量交流的第一个阶段. 系统诞生后经过 4.7×10^6 年 (6.88×10^6 年) 主星充满临界洛希面, 将其质量为

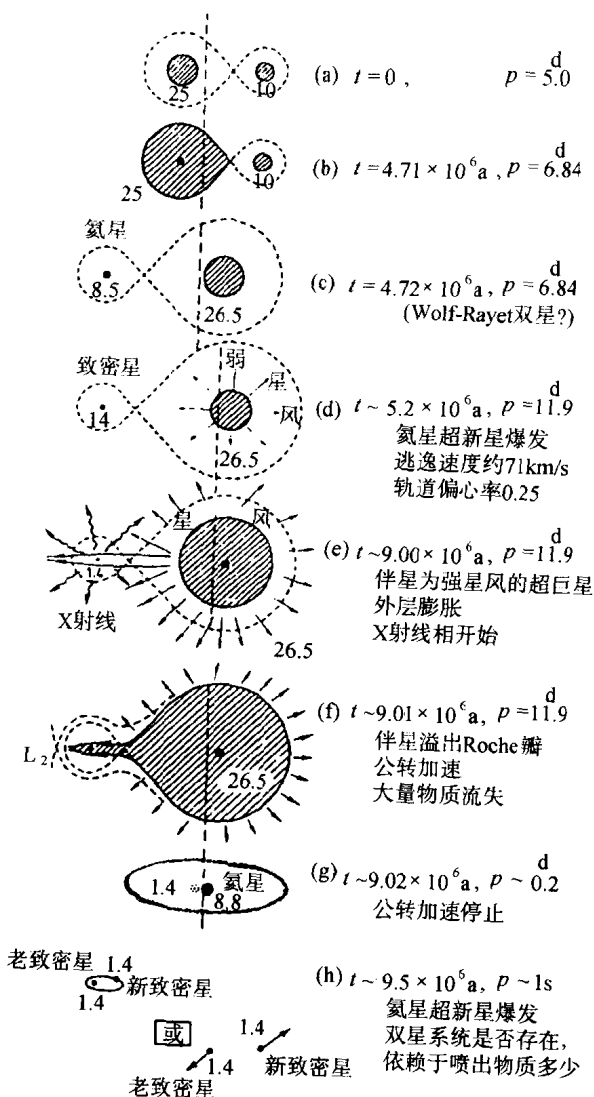


图 7. 8a 初始质量为 $25M_{\odot}$ 和 $10M_{\odot}$ 的双星系统的演化

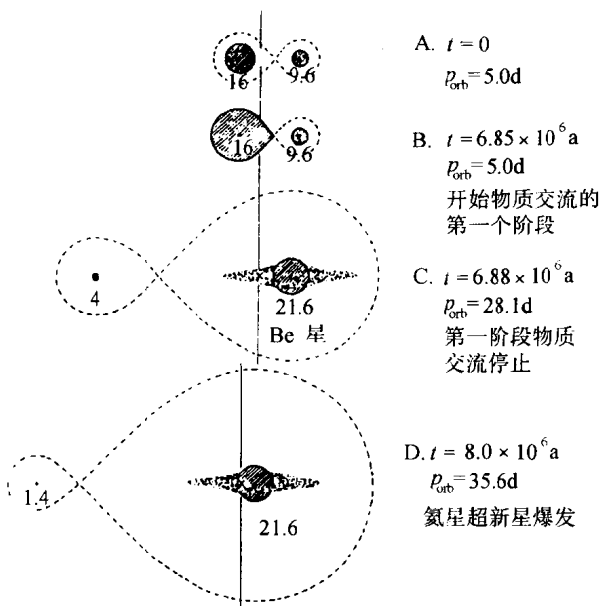


图 7.8b 初始质量为 $16M_{\odot}$ 和 $9.6M_{\odot}$ 的双星系统的演化
(引自 E. P. J. van den Heuvel, 1983)

$16.5M_{\odot}$ ($12M_{\odot}$) 的富氢包层传输到它的伴星上, 历时约 10^4 年 (3×10^4 年).

(c) (或 C): 包含一个氦星的双星. 系统由 $8.5M_{\odot}$ ($4M_{\odot}$) 的氦星和 $26.5M_{\odot}$ ($21.6M_{\odot}$) 的恒星组成, 轨道周期变为 6.84 天 (28.1 天). 图 7.8a 可能是一个 Wolf-Rayet 双星.

(d) (或 D): 超新星爆发. 经过 5×10^5 年 (1.1×10^6 年) 的物质传输后发展到超新星爆发. 这里假定留下 $1.4M_{\odot}$ 的中子星, 轨道周期增加到 11.9 天 (35.6 天), 轨道偏心率 $e \simeq 0.35$ (0.10).

(e): X 射线双星. 经过 3.8×10^6 年后, 伴星离开主序星演化为蓝超巨星. 在约 10^4 年中充满临界面, 先诞生的中子星在蓝超巨星强星风或通过内拉格朗日点吸积物质, 变成强 X 射线源, 持

续 10^4 年.

上面“守恒”的演化图像(图 7. 8a)中可以解释轨道周期较长的标准的 HMXB, 例如 4U0900—40, 4U1223—62. 图 7. 8b 可以解释 Be/X 射线型 HMXB. 在物质交流相(C)以后, 由于交流的物质有很大的角动量, 通过吸积盘进行吸积, 伴星(图中右侧的星)将会自转得很快. 这种转动加速是物质交流双星中普遍存在的现象, 可能是许多 Be 型星高速自转的原因. 这种高速自转的 B 或 O 型星由它的赤道区域抛出的物质会产生发射线, 即形成发射线星. 由于轨道周期 P 较大, $T \geq 10 \sim 15$ 天, 而伴星又处在主序阶段上, 起潮力的减速作用可以忽略不计. 因而伴星的自转周期不能与轨道周期相等, 达不到所谓同步自转. 所以 Be/X 射线双星中光学子星自转较快. 图 7. 8b(D)以后的阶段形成 X 射线瞬变源.

值得注意的是, 中子星变成 X 射线源之前, 必须要经过一个减速过程, 以使自转减慢到吸积物质能落入中子星的磁层中. 在伴星星风的作用下, 这种减速的时标约为 $10^5 \sim 10^6$ 年(见下一节). 年轻的、尚未达到能吸积的中子星, 可表现为射电脉冲星. 如果轨道偏心率很大, 射电脉冲星就能避开伴星星风的掩食作用而被观测到. PSR1259—63(Johnston et al., 1992)就是这样一个很好的例子. 射电脉冲周期为 47. 7ms, 轨道周期 3. 5 年, 轨道偏心率 $e \simeq 0. 87$. 伴星 SS 2883 是 Be 型星, 质量大于 $10M_{\odot}$, 在近星点附近 2~3 个月的时间内, 受星风的掩食观测不到射电脉冲星, 其余的时间内表现为一个年轻的射电脉冲星; 自转周期短, 自转减速, 磁场强(3×10^{11} Gs), 特征年龄小(3×10^5 年).

7. 5. 4 大质量 X 射线双星演化的结局

下面考虑 HMXB 双星以后的演化. 中子星伴星演化到过了主序以后, 包层膨胀并充满临界洛希面, 通过内拉格朗日点的物质在中子星附近形成吸积盘. 在 X 射线阶段, 随着伴星的膨胀, 吸积率最大可达到 $\sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{年}$. 由于爱丁顿吸积率的限制($10^{-7} M_{\odot}/\text{年}$), 必定有相当多的下落物质被抛出. 辐射压对这种物质抛

射起主要作用. 爱丁顿光度发生在吸积盘边缘, 由几何位形的考虑, 被抛出的物质沿与吸积盘相垂直的方向运动. 这一过程可形成如 SS433 那样的喷流. 当吸积盘有一定倾角时, 吸积盘会周期性的进动(Qiao & Cheng, 1989), 这可能是 SS433 喷流进动的原因.

由于被抛出的物质带走很大的角动量, 双星的轨道会迅速变小. 在中子星的伴星演化到留下氦核心之前, 轨道周期会变成几个小时. 伴星物质留下的氦星爆发后, 可能有两种结局. 若爆发时整个系统有一半以上的物质被抛出, 这个系统就会瓦解, 留下两个空间速度高达几公里每秒的中子星. 当抛出的物质低于系统的总质量的一半时, 系统就不会瓦解, 形成由两颗中子星组成的双星. 它的轨道偏心率较大, 轨道周期较小. 脉冲星 PSR1913+16 正是这样一个系统, 这个系统中观测到的脉冲辐射必定产生于先诞生的中子星, 因为它的磁场很弱, 不可能是年轻的中子星.

Lipunov 等人(1994)讨论了在密近双星的演化中形成射电脉冲星与黑洞组成的双星的可能性. 他们的结论是在大约 700 个射电脉冲星中, 应当有一颗位于脉冲星与黑洞组成的双星系统. 现已发现 1000 多颗射电脉冲星, 因而这类射电脉冲星-黑洞系统应当在不久的将来被发现. 这种系统如果真的被发现, 将会对证明黑洞的存在起关键性作用, 这必定是天体物理中的重大事件.

§ 7.6 X 射线脉冲星的长周期问题

已知射电脉冲星的脉冲周期分布在 1.6ms 到 5.1s 之间, X 射线脉冲星的脉冲周期在 69ms 到 835s 之间, 且近半数的 X 射线脉冲星的脉冲周期大于 100s. 一般认为新诞生的中子星的自转周期 $\leq 0.1s$, 这说明在大质量密近双星中诞生的中子星在达到 X 射线脉冲辐射之前, 必定经历过一个很强的自转减速过程. 自转减速时标 t_{sd} 应比大质量伴星寿命 (10^7 年) 短. 在这样一个时标内要使自转周期减速到几百秒, 从理论上讲尚有一定困难, 文献中称为

“长周期问题”。

发现长周期 X 射线脉冲星之前, Illarionov 和 Synyaev (1975) 曾提出如下图像: 大质量双星中新诞生的中子星的表现像射电脉冲星, 它的辐射能量由中子星自转减速来提供, 称为脉冲星相; 当伴星星风的压强超过脉冲星星风压强时, 射电辐射停止, 称为睡眠相; 之后进入中子星磁层中的等离子体被高速自转的磁层甩出去, 被甩出的物质带走中子星的角动量, 中子星转动减速. 这个过程像一个螺旋桨, 称为螺旋桨相. 在螺旋桨机制的作用下, 中子星不断减速, 中子星转速小到一定程度, 吸积开始, 形成 X 射线脉冲星. 减速时标受大质量伴星寿命的限制, 按上述理论估计出脉冲星的脉冲周期 $\leq 10\text{s}$, 第一颗长周期 X 射线脉冲星 (A1118-61, 脉冲周期 405s) 发现之后, 许多作者从不同角度研究了这个问题”. 例如弱吸积方案 (Fabian, 1975), 超新星爆发前在起潮力作用下使双星的子星同步自转方案 (Lea, 1976), 长周期产生于吸积开始之后的方案 (Elsner et al., 1980) 等.

射电脉冲星 PSR1259-63 的发现 (Johnston et al., 1992) 说明, 在大质量双星中诞生的中子星可表现为射电脉冲星, 它发生在吸积产生 X 射线阶段之前, 说明脉冲星相的确存在. 但在一般情况下, 由于伴星星风的自由-自由吸收, 这时的射电脉冲星是观测不到的 (除非偏心率很大, 轨道周期较长). 脉冲星星风在伴星星风中吹出一个空洞, 不能产生吸积. 因脉冲星辐射的能量来自中子星的自转能损失, 随着中子星自转能的减少, 空洞也愈来愈小. 最后空洞消失, 射电辐射熄灭. 射电辐射熄灭时的中子星自转周期, 对以后的转动减速有重要的影响. 可惜的是, 目前对脉冲星与星风作用还不能提供详细的观测分析. 在脉冲星的研究中, 光速圆柱是一个很重要的概念, 那里的共转速度等于光速. 光速圆柱的半径 $r_c = c/\Omega = cP/(2\pi)$, 这里 P 是脉冲星的周期. 下面利用 r_c 和磁层半径 (阿尔文半径) r_m , 共转半径 r_∞ (在该半径处, 吸积物质与中子星角速度相同, 都具有开普勒速度) 等的关系对各阶段加速和减速 (即中子星自转周期的变化) 进行一些讨论.

1. 早期阶段: $r_c < r_m$

这时中子星自转快, 磁场强, 中子星的磁层边界在光速圆柱的外边, 不可能发生吸积. 利用吸积半径 $r_a \leq r_c$ 的条件下, 我们曾给出发生吸积时中子星自转周期的下限, 即

$$P \geq (0.4 \text{ s}) \dot{M}_{17}^{-1/6} \mu_{30}^{1/3} V_3^{-5/6} (M/M_\odot)^{1/6} \quad (7.21)$$

这里 $\dot{M} = \dot{M}/(10^{17} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1})$ 为中子星的吸积率; $\mu_{30} = \mu/(10^{30} \text{ G} \cdot \text{cm}^3)$ 为中子星的磁矩; $V_3 = V/(10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1})$ 为伴星星风的速度, M 为中子星的质量. 这就是说在“典型”参数的情况下, 中子星的自转周期小于 0.4 秒是不能发生吸积的.

2. $r_{co} < r_m < r_c$

$r_{co} < r_m$, 不能吸积, 吸积物质留在磁层边界上, 可有两种制动的方式:

A. 弱星风的电磁制动

在 $r = r_m$ 处, 吸积物质迫使磁力线弯曲, 与磁层一起共转的中子星受到制动, 由此估计出制动时标为 (Bhattacharya & van der Heuvel, 1991):

$$t_{sd} = 8\pi I \Omega_0^{1/13} B_0^{-14/13} R^{-42/13} (2GM)^{3/13} \dot{M}^{-6/13} \quad (7.22)$$

式中 I, B_0, R, M 分别是中子星的转动惯量, 表面磁场, 半径和质量. 取特征值, 并假定 $\dot{M} = 3.4 \times 10^{-14} M_\odot/\text{年}$ (相当于 B0 主序星, 星风损失率 $\dot{M}_w \simeq 10^{-9} M_\odot/\text{年}$, 双星间距 $50R_\odot$),

$$t_{sd} = 10^7 \Omega_0^{1/13} (\text{年})$$

式中 $\Omega_0 = 2\pi/P_0$, P_0 为中子星“初始”自转周期. $P_0 = 10^{-2} \text{ s}$ 和 10^2 s 分别给出 $t_{sd} = 1.6 \times 10^7$ 年和 8×10^6 年. 二维的数值模拟可使上述制动时标略有下降, 但仍和伴星的演化时标相近.

B. 瞬时性吸积盘的制动

Be/X 射线脉冲星瞬时爆发时观测到很快的转动加速, 两次爆发之间又观测到转动减速. 这说明在爆发时星风在中子星附近形

成了瞬时的吸积盘. 吸积盘的制动作用明显, 时标估计为 $\sim 10^3$ 年. 由于 Be 型星经历了多次爆发, 中子星减速到秒级要经历 $10^5 \sim 10^6$ 年.

3. $r_m < r_{co}$

经过约 $10^6 \sim 10^7$ 年的演化, 伴星已演化到充满临界洛希面, 通过内拉格朗日点物质交流在中子附近形成永久性的吸积盘. 中子星吸积产生 X 射线, 并转动加速, 使中子星自转周期重新减少, 一直到 $P = P_{eq}$, 达到“平衡周期”.

值得指出的是, 能否减速到几百秒的自转周期, 理论上仍然是一个未解决的问题. 要使伴星演化时标比制动时标大, 要么限制伴星的质量(增加寿命), 要么“去掉”脉冲星相, 要么对新诞生的中子星的自转周期值($\leq 0.1s$)提出疑问. 否则, 必须要求更有效的制动机制.

§ 7.7 爆发型 X 射线脉冲星: GROJ1744-28

一般认为, X 射线脉冲产生于大质量 X 射线双星(HMXB)中; 由于 HMXB 中的中子星比较年轻, 磁场较强, 因而磁极冠区能产生聚束的“灯塔”效应. 但是, X 射线爆发则起源于小质量 X 射线双星(LMXB)中; 因 LMXB 中的中子星年龄较大, 磁场较弱, 吸积物质可落到整个中子星表面上(不只在磁极冠区), 吸积物质聚集到一定程度会导致核聚变过程(先点燃氢, 再点燃氦), 从而观测到 X 射线爆发. 然而, 1995 年 12 月 2 日康普顿 γ 射线天文台(CGRO)发现的 GROJ1744-28, 却是既有 X 射线脉冲, 又有 X 射线爆发(Kouvelotou et al., 1996).

这颗爆发型 X 射线脉冲星位于银心方向(银经 $0^\circ.02$, 银纬 $0^\circ.3$), 脉冲周期 475ms, 存在于轨道周期 11.8 天的双星系统中, 它是天文学家发现的第一颗既有脉冲又有爆发的样本. 起初约三分钟爆发一次, 一个月内爆发频率降至每天只有约 30 次爆发, 而在 1996 年 1 月 8 日至 18 日, 爆发频率又增至每天约 40 次. 康普

顿天文台从 1993 年 2 月 13 日至 12 月 24 日在 GROJ1744-28 天区 20~60keV 波段观测资料中,未发现任何活动天体.

Strickman 等人(1996)从 1995 年 12 月至 1996 年 1 月在硬 X 射线波段(>35keV)对 GRO J1744-28 进行了观测. 采用类似于射电脉冲星周期折叠技术,他们发现在 35~90keV 能量范围内,这颗 X 射线脉冲星的持续相(非爆发相)的脉冲剖面可用正弦函数很好地拟合(见图 7.9a). 对 36~57keV 波段 104 个爆发的折叠,我们可看到爆发后持续辐射的下降,并且爆发前、爆发期和爆发后的相位也有变化(见图 7.9b).

在 GROJ1744-28 的持续相和爆发相,有类似的能谱特征(色温度均在 10keV 左右,与典型 X 射线脉冲星相同). 进一步讲,统计上发现 X 射线谱形与脉冲相无关(即没有爆发后谱软化迹象). 另外,目前还没有观测到任何发射线和吸收线. 甚大阵(VLA)从 1996 年 2 月 2 日至 8 日在 8.4MHz 上对这颗星所在天区的观测发现一个射电变源(Frail et al., 1996),其流量 6 天内从 $170\mu\text{Jy}$ 增至 $540\pm 30\mu\text{Jy}$,源的射电强度波动时标约 1 小时. 目前还不清楚这个射电源是否就是 GROJ1744-28.

关于 GROJ1744-28 的 X 射线辐射机制,至今尚无定论. 一般认为,GROJ1744-28 是磁化中子星,X 射线辐射来源于伴星(巨星或亚巨星)物质通过洛希瓣流入中子星的吸积过程. 脉冲 X 射线成分跟极区的强磁场有关,它与吸积 X 射线脉冲星相比,有相近的色温度,很可能它们起源于同样的辐射机制. 然而,对于爆发 X 射线辐射成分的解释就比较困难了. 由于没有看到爆发相谱软化现象,并且色温度很高,几乎可以肯定 GROJ1744-28 的 X 射线爆发不是一型暴(源于中子星表面热核反应). 从爆发形态来看,有点类似于快速爆发源 MXB 1730-335 中的二型暴,因此,GROJ1744-28 的爆发可能源于某种吸积不稳定性. 然而,我们并没有观测到爆发流量与到下一次时间间隔的近似线性统计关系(这种关系在二型暴中是存在的),这说明 GRO J1744-28 的爆发机制与二型暴也是有差别的.

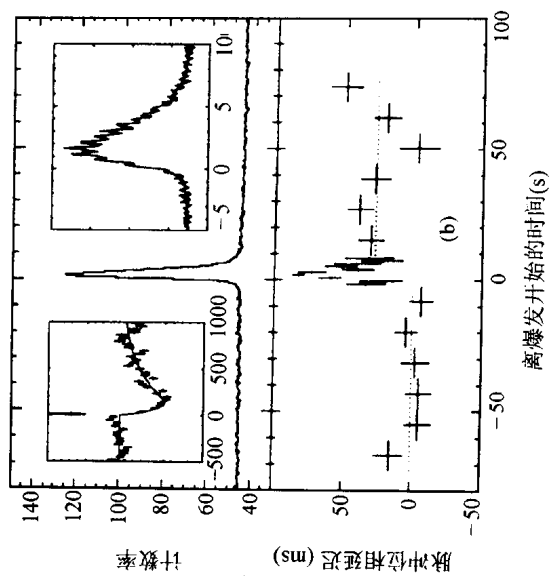
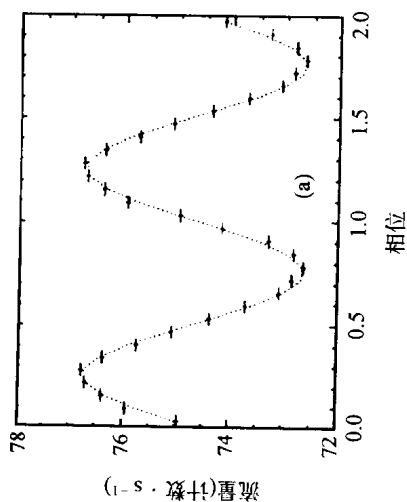


图 7.9 (a)1996 年 1 月 18 至 30 日在 36 到 57keV 能段测得 GROJ1744-28 的脉冲平均剖面。图中也示出了最佳拟合的正弦曲线。(b) 36 至 57keV 能段所测 104 个爆发的平均光变曲线。上图描述了计数率随时间的变化,其中上图的左侧显示出爆发后持续辐射的下降,上图的右侧显示出爆发相的细节。下图给出了利用

正弦函数拟合出的相位的变化。(引自 Strickman et al., 1996)

参 考 文 献

- Bhattacharya, D. , van den Heuvel, E. P. J. , 1991, *Phys. Rep.* , **203**, 1.
- Canal, R. , et al. , 1990, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* , **28**, 138.
- Elsner, R. F. , Ghosh, P. , and Lamb, F. K. , 1980, *ApJ.* , **241**, L155.
- Fabian, A. C. , 1975, *MNRAS* , **173**, 161.
- Frail, D. et al. , 1996, *IAU Circ.* , No. 6307.
- Ghosh, P. , Lamb, F. K. , 1978, *ApJ.* , **223**, L83.
- Giacconi, R. et al. , 1971, *ApJ.* , **167**, L67.
- Henrichs, H. F. , 1983, Accretion-driven stellar X-ray sources, eds. , W. H. G. Lewin and E. P. J. van den Heuvel, Cambridge Univ. Press, p. 394.
- van den Heuvel, E. P. J. , 1983, Accretion-driven stellar X-ray sources, eds. , W. H. G. Lewin and E. P. J. van den Heuvel, Cambridge Univ. Press, p. 303.
- Illarionov, A. F. , Sunyaev, R. A. , 1975, *A&Ap.* , **39**, 185.
- Johnston, S. et al. , 1992, *ApJ.* , **387**, L37.
- Kii, T. et al. , 1986, *Publ. Astron. Soc. Japan.* , **38**, 751.
- Kouvel'tou, C. et al. , 1996, *Nature* , **379**, 799.
- Lea, S. M. , 1976, *ApJ.* , **209**, L69.
- Lipunov, V. M. et al. , 1994, *ApJ.* , **423**, L121.
- Lyne, A. G. and F. Smith, 1998, Pulsar Astronomy, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Nagase, F. , 1989, *Publ. Astron. Soc. Japan.* , **41**, 1.
- Qiao, G. J. , Cheng, J. H. , 1989, *ApJ.* , **340**, 305.
- Rappaport, S. A. and Joss, P. C. , 1983, Accretion-driven stellar X-ray sources, eds. , W. H. G. Lewin and E. P. J. van den Heuvel, Cambridge Univ. Press, p. 1.
- Strickman, M. S. et al. , 1996, *ApJ.* , **464**, L131.
- Tananbaum, H. et al. , 1972, *ApJ.* , **174**, L143.
- Trumper, J. et al. , 1978, *ApJ.* , **219**, L105.

第八章 γ 暴的 X 射线辐射和 X 射线暴

陆 熀

目前所知高能暴包括五种, 即 I 型 X 射线暴、II 型 X 射线暴、硬 X 射线暴、软 γ 射线重复暴和经典 γ 射线暴. 其中经典 γ 射线暴显得特别神秘, 特别引人入胜. 美国“SCIENCE”杂志组织评出 1997 年度全世界十大科技成果, 经典 γ 射线暴就是其中之一. 本文也将简略讨论其它几种高能暴, 但重点讨论经典 γ 射线暴.

通常所说的 γ 射线暴, 指的就是经典 γ 射线暴(以后简称 γ 暴), 其 γ 射线辐射非常强, 其 X 射线辐射一直认为非常弱. 10 keV 以下低能部分(软 X 射线)的光度占总光度不足 2%, 不易观测到, 见图 8.1(Harding, 1991). 作为对比, 图中也画出了 X 射线暴 XB1724-30, 两颗 X 射线双星源 Vela X-1 和 Cyg X-1 以及脉冲星 Crab 的能谱. 画出的五个 γ 暴能谱中也包括了两个非常软的 γ 暴. 图的纵坐标为每对数带宽的功率, 横坐标为光子能量.

既然 γ 暴的主要辐射在 γ 射线波段, 其 X 射线辐射很微弱, 为什么要在了一本主要讲述 X 射线天文的书用相当笔墨来阐述 γ 暴的 X 射线辐射呢? 从 γ 暴的研究历史来看, 其 X 射线辐射的研究对于揭开 γ 暴的神秘面纱起着十分重要的作用. 值得指出的是, 最近, Strohmayer 等人(1997)重新研究了日本 Ginga 卫星的数据, 发现 X 射线成分实际并不很弱, 平均可以达到 γ 射线的百分之二十几甚至更大.

γ 暴是在进行核爆炸监测时无意中发现的来自宇宙空间的 γ 射线突然增强的现象. 这个现象发现于 1967 年, 却到 1973 年才发表(Klebesadel et al., 1973). γ 暴自发现至今, 已经历了 30 年的研究历史, 大体上可分为三个阶段. 从发现 γ 暴至 1991 年为第

一阶段,在这漫长的二十多年间,以 γ 暴能谱的研究为其主要特征. 1991年美国康普顿 GRO 卫星的成功升空,为 γ 暴研究第二阶段的开始. 卫星上仪器 BATSE 观测到的 γ 暴源的各向同性分布,为这一阶段的特征性事件. 第三阶段还刚刚开始,是1997年意大利-荷兰卫星 BeppoSAX 发现 γ 暴在 X 射线波段的余辉揭开了这一重要阶段的序幕. 随后,许多地面望远镜、空间望远镜以及射电望远镜又陆续发现了 γ 暴在光学和射电波段的余辉. 这便是1997年十大科技成就之所在. 目前,这个领域正方兴未艾.

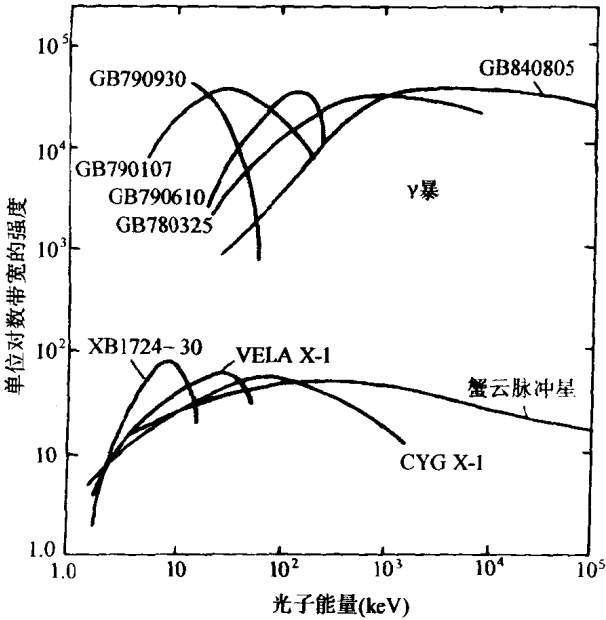


图 8.1 γ 射线辐射能谱比较(Epstein, 1988)

§ 8.1 γ 暴的主要特征

γ 暴的持续时间(T)一般为几秒、十几秒、几十秒,有的也可以长达几千秒,或者短到几毫秒. γ 暴的强度变化时标很短,起

伏变化明显的时间(δT)一般比持续时间短两个量级, 暴的上升时间更短, 最短的可到毫秒级甚至亚毫秒级. 这样短的时标表明产生 γ 暴源的尺度一定很小. 所以, γ 暴源一般都认为是与中子星相关.

γ 暴自发现以来, 二十多年的观测研究, 无论其时间变化, 还是其能谱形状与结构, 都已积累了大量的数据资料. 理论上, 也提出了许多模型, 试图从能源、能谱以及辐射机制等各个方面来了解 γ 暴的本质(Klebesadel et al., 1973; Liang et al., 1986; Ho et al., 1992; 陆, 1995; 韦-陆, 1995a,b,c). 但是, 最大的问题是长期以来在观测上一直找不到 γ 暴与任何已知天体之间的任何关系, 从而无法知道 γ 暴的距离. 它们是“近在眼前”, 还是“远在天边”? 如果是近距离天体, 比如说太阳系附近, 那么, 据观测到的 γ 光子流量及能谱可以推知, γ 暴释放的能量约为 $10^{26} \sim 10^{28}$ erg; 如果在银河系晕中, 能量将达 $10^{41} \sim 10^{43}$ erg; 如果在宇宙学距离上, 能量更达 $10^{51} \sim 10^{53}$ erg. 能量相差二三十个量级, 相应的物理机制和能源自然是完全不同的. 由此可见, 距离是多么重要的一个物理量. 缺少距离信息就无法进行认真的物理研究.

γ 暴有两大类: 一类称为软 γ 射线重复暴(SGR), 简称软重暴, 比较确定的只有三颗, 即 SGR1806-20、SGR0526-66 和 SGR1900+14. 它们的时间结构比较简单, 持续时间一般较短, 能谱较软, 而最重要的是每颗都重复爆发过许多次. 这一类留到后面再讨论. 另一类即为经典 γ 射线暴. 实际上, 所有 γ 射线暴中, 极大部分都属于经典 γ 射线暴. 如不特别说明, 本章讨论的 γ 暴一般均指经典 γ 暴. 这类 γ 暴的时间结构多种多样, 可以很复杂, 持续时间比较长, 能谱比较硬. 由于这类 γ 暴没有重复爆发现象, 名称常用爆发日期表示. 如果同一天有几次爆发, 就再用英文字母标出. 如 GB820827c 表示 1982 年 8 月 27 日观测到的第三次 γ 暴. 这个名称与软重暴(SGR)完全不同, 后者是以位置表示的(与脉冲星类似). 当然, 也可用爆发日期来表示软重暴, 不过, 那只能表示重复爆发中的某一次. 比如, GB790305b 就是软

重暴 SGR0526-66 在 1979 年 3 月 5 日的那一次爆发,是当天发现的第二个暴。

因为经典 γ 暴没有找到它们的对应体,无法确定它们的距离. 距离成为了 γ 暴研究中的主要问题. 如果能观测到 X 射线辐射,情况将会有重大改变. X 射线,特别是软 X 射线,常常以黑体辐射的形式出现. 如果真是这样,中子星单位面积的辐射功率可以利用斯特藩-玻尔兹曼定律据 X 射线观测温度求得,而中子星表面积又可以估算出来. 因此, γ 暴源的 X 射线光度就可以确定. 再据观测到的 X 射线流量就可以直接得到距离信息. 可见, γ 暴的 X 射线研究有至关重要的意义. 另一方面, X 射线的定位精度也要比 γ 射线高得多,有助于对其它天体与其成协情况的证认,这对确定 γ 暴源的距离会有帮助.

虽然 γ 暴只是一个短暂的现象,能探测到的 γ 射线总光子数并不多,但是人们还得把原本已短暂的时间再分割成一段一段,并决定其能谱,这是多么艰巨的一件工作. 观测到的 γ 暴能谱大体上有如下一些特征:总的能谱呈现连续谱状,很少一部分 γ 暴在连续谱背景上还有一些结构特征,有的像线状,有的显偏折.

在大约 10 keV~1 MeV 范围内,连续谱以往常用指数谱表示,如图 8.2 所示. 这种谱形似乎表明有某种热起源,比如产生辐射的带电粒子可能满足热分布(麦克斯韦分布),但其辐射本身并不是热谱(黑体谱). 人们曾用三种机制(即热轫致辐射(TB)、热同步辐射(TS)和逆康普顿散射(IC))去拟合它们. 由于 γ 暴能谱难以测得很精确,而这些机制中又均含有一些可调参数,因而三种机制大体上均能拟合 γ 暴能谱的观测结果(如 GB780918, Liang, 1983). 对应的温度一般在几百 keV 量级,见图 8.2. 其实, γ 暴能谱的测量并不精确,选择合适的参数,甚至用幂律谱或分段幂律谱也能拟合观测数据. 所以, γ 暴连续谱的确切谱形目前还难以确定,但可以十分肯定的是,它不可能是黑体谱.

能量高于 $2mc^2 = 1.02 \text{ MeV}$ 的光子在强磁场中与其他软光子作用会转化为正、负电子对. 因此, 1 MeV 以上的光子应明显减

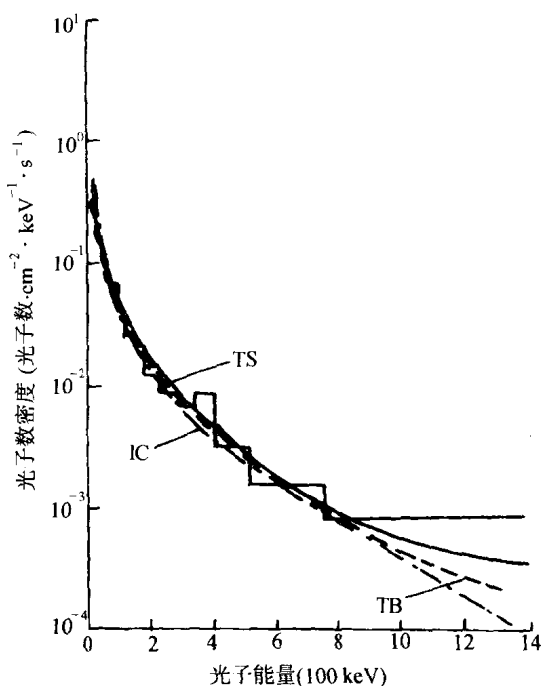


图 8.2 早期 γ 暴能谱的理论拟合. (Liang, 1983)

少. 康普顿卫星上的仪器测得的 γ 暴能谱, 典型情况见图 8.3, 这是用三个仪器 BATSE(低能)、COMPTEL(中能)和 EGRET(高能)联合测定的 γ 暴 GB910503 的能谱 (Schaefer et al., 1994). 这个能谱是比较宽的, 不能简单地用一种辐射机制来描述 (Cheng & Wei, 1996). 粗看起来, 图 8.2 和图 8.3 完全不同, 其实, 并非如此. 注意, 两张图的纵坐标不同, 图 8.2 表示的是光子数密度(每平方厘米每秒每千电子伏)随能量 E 的变化, 即 $f(E)$, 而图 8.3 则是光子数密度(每平方厘米每秒每千电子伏)与能量 E 平方之积随能量 E 的变化, 即 $f(E)E^2$. 这个量 $f(E)E^2$ 随能量的变化不大. 只是有的 γ 暴会在这种谱中呈现一个偏折, 偏折能量 E_B 有大有小, 大多均大于 100 keV, 也并不是所有 γ 暴的能谱都

有偏折.

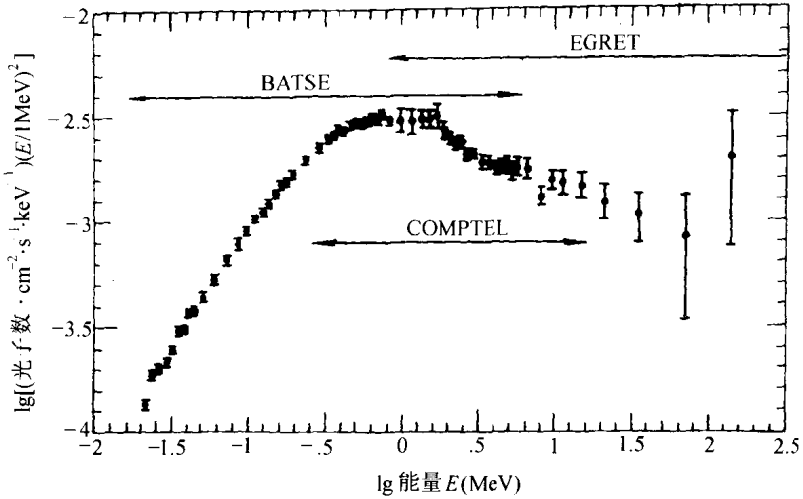


图 8.3 γ 暴 GB910503 的能谱

有趣的是,早在 1983 年(Nolan et al.),用 SMM(即 Solar Maximum Mission)卫星上的 γ 射线谱仪(GRS)测得的 γ 暴能谱在 1 MeV 以上未见有明显的切断,而是以幂律谱形式继续延伸,往往可以一直伸展到 10 MeV(图 8.4)甚至更高.康普顿卫星观测到的也类似,偏折能量以后并不切断而是以另一幂律延伸出去.如果磁场很强,1 MeV 以上的单光子吸收转换为正、负电子对的过程很强,反应截面很大,应该所有这种光子都会被吸收,呈现的不应只是偏折而应是切断.这是与观测不符的.这也许意味着,观测到的 1 MeV 以上光子来自弱磁场区,或者,强磁场区只有很小的线度(Lu, 1992; Wei, 1993).

一些 γ 暴中,在连续能谱的背景上观测到了一些线谱.特别是前苏联卫星 Venera 11、12、13 和 14 上的仪器 KONUS 以及 HEAO 卫星,给出了明显的低能(几十 keV)吸收线和高能(四百多 keV)发射线(Mazets, 1981、1982、1983)特征.极大部分 γ 暴的能谱只是连续谱,并无线谱.按 KONUS 的观测,大约 20% 的 γ

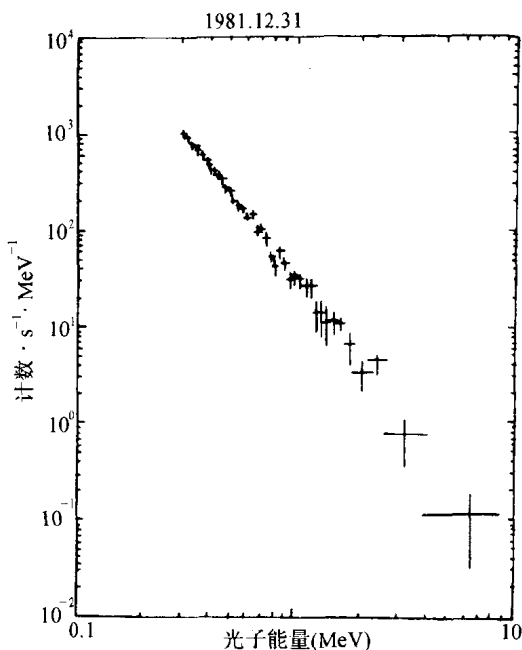


图 8.4 γ 暴 GB811231 能谱的高能尾巴

(Nolan et al., 1983)

暴有吸收线, 10%有发射线, 也有极少部分同时呈现吸收线和发射线. 无论连续谱还是线谱, 均会随时间而变. 图 8.5 所示为 γ 暴 GB820827c 的能谱随时间的变化情形 (Mazets et al., 1983; Golenetskii et al., 1984). 图中绘出同一 γ 暴 5 段不同时间 (第 1 段为 1s, 以后各段均为 4s) 的能谱. 最初能谱中可以清晰地看到吸收线和发射线, 后来, 这些线谱就逐渐消失, 同时, 连续谱的形状也逐渐变化. 图中曲线上的式子为按热韧致辐射拟合的谱形. 从另一角度看, 我们也可以将 γ 暴的光子分成若干能区, 研究不同能区波形的变化. 程凌翔等 (1995) 将康普顿卫星上 BATSE 获得的 γ 暴数据, 分成 20~50 keV、50~100 keV、100~300 keV 和 > 300 keV 四个能区, 比较不同能区的波形, 得到: 能量越低的

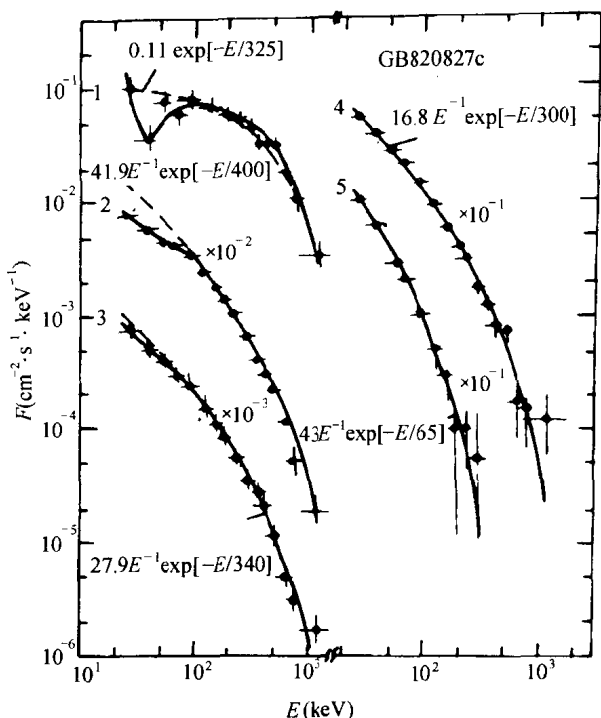


图 8.5 γ 暴 GB820827c 能谱的演化 (Mazets et al., 1983)

峰值越迟，峰宽越大。

通常，四百多 keV 的发射线被解释为经引力红移的正负电子对湮灭线。电子对转化为两个光子，每一光子的能量应等于 $m c^2 = 511$ keV。正好中子星表面附近的引力场可以将 511 keV 红移到观测值。这对 γ 暴源为中子星的观点又增添一个支持。

几十 keV 的吸收线通常被解释为回旋吸收线，是强磁场中电子朗道能级间的跃迁所致。比如，GB790307 的吸收线位于 45 keV 处，据此能量算得的磁场强度高达 3.9×10^{12} Gs，正好是脉冲星磁场的量级。这对 γ 暴源为中子星的观点再添一个支持。但是，在 KONUS 的观测中，吸收线位置已近仪器的截止端，且其分辨率又不高，吸收线的真实性一直受到怀疑。直到日本的 X

射线卫星 Ginga 在 1987 年初发射成功, 分辨率得到很大提高, 低能端一直延伸到 1 keV 左右, 才改变了这种状况. 1988 年, Ginga 卫星观测到 γ 暴 GB880205 有两条吸收线 (Murakami et al., 1988, 1990), 它们的能量分别为 19.3 ± 0.7 和 38.6 ± 1.6 keV, 后者正好为前者的两倍, 从而明确证明了其回旋线起源. 与此相应的磁场为 1.7×10^{12} Gs. 图 8.6 清晰地显示了 GB880205 的双吸收线谱结构 (Murakami et al., 1990).

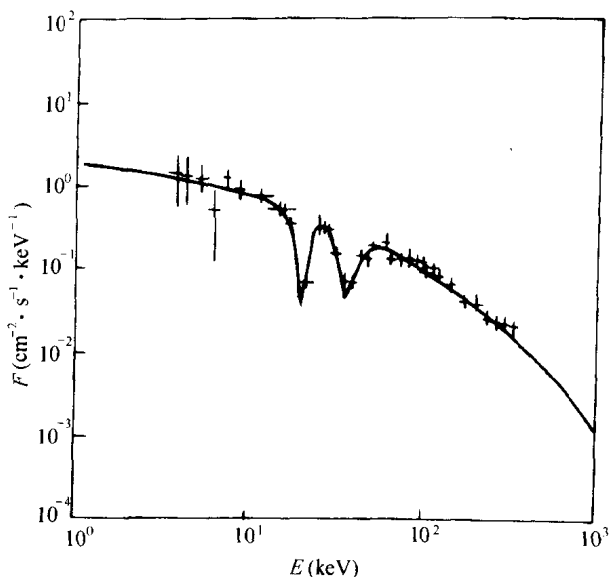


图 8.6 γ 暴 GB880205 的双吸收线能谱

从这些观测认识可了解到, γ 暴源似应为中子星. 其连续谱不是黑体谱, 表明辐射应属于光学薄情形.

Liang (1983) 曾据热同步辐射模型和低能光子自吸收性质, 经与 KONUS 的观测结果拟合, 得到 γ 射线发射区的电子柱密度为 $nl \simeq 10^{20} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. 考虑到电子数密度约为 $10^{23} \sim 10^{26} \text{ cm}^{-3}$, γ 射线辐射区的厚度仅为 $10^{-2} \sim 10^{-6} \text{ cm}$, 薄得出奇. 我们利用连续谱与湮灭发射线谱的强度比, 也计算了这一问题 (Shi &

Lu, 1987). 因为连续谱强度正比于发射区体积, 而湮灭过程是由发射区逸出的正电子与区外电子相湮灭, 湮灭线谱强度就正比于发射区面积, 因此, 两者的比值自然给出了发射区厚度信息. 这样算出的发射区电子柱密度也为 $nl \simeq 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, 与 Liang 的结果一致. 王其令等人利用回旋共振散射计算了吸收线 (Wang et al., 1989), 证明为了得到 Ginga 卫星测得 GB880205 的双吸收线结构, 光子穿过的吸收层也必须非常薄, 电子柱密度也在 10^{21} cm^{-2} 量级. 为了同时解释高能尾巴要求弱磁场而吸收线特征要求强磁场两个方面, 我们曾设想在弱的背景偶极磁场中在中子星表面附近存在着大量极细的强的磁流管 (陆, 1992; 韦-陆, 1993). 为了能解释上述矛盾及双吸收线特征, 磁流管的粗细 (直径) 也应在同样量级 (电子柱密度 $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, 此处为电子密度与管直径之积).

十分有趣的是, 关于 γ 暴发射区的研究, 从许多不同的角度, 用不同的方法, 却得到了同样的结果. 这些结果究竟意味着什么, 至今尚不清楚.

这些研究是在银河系内磁中子星局部过程的基础上进行的, 而在康普顿 γ 射线天文卫星发射升空前, 将 γ 暴源看作银河系内磁中子星的局部过程几乎已成为这一领域的共识. 1990 年 7 月 29 日至 8 月 3 日, 在美国新墨西哥州 Taos 城召开的 Los Alamos γ 暴学术会议是这一时期 γ 暴研究的一个总结. 笔者参加了这次会议, 无论观测还是理论, 这次会议主要集中在研究银河系内磁中子星上的局部过程 (Ho et al., 1992). γ 暴源是银河系内的中子星成为了会议的主旋律.

§ 8.2 γ 暴的 X 射线辐射

γ 暴辐射的最重要特征之一是 X 射线短缺. 尽管如此, X 射线观测还是十分重要, 人们不停地努力试图观测它. 通常, X 射线辐射, 特别是软 X 射线, 常是一种热辐射. 如果确实观测到热

谱 X 射线辐射, 那么就可以从谱的测量得到温度. 对于热辐射, 即黑体辐射, 可以利用温度值根据斯特藩-玻尔兹曼定律确定星体单位面积的辐射功率($= \sigma T^4 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, 这里, σ 为斯特藩-玻尔兹曼常量, $\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-4}$, T 为绝对温度). 中子星的面积或中子星的辐射区面积, 大体上是可以估计出来的, 至少可以确定其上限. 从而, 据热辐射的光度就可以确定, 至少可以确定其光度上限.

设中子星的半径为 R (km), 表面温度为 T (keV), 离地球的距离为 D (kpc), 测得的 X 射线流量为 I ($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), 并设中子星表面球对称辐射(作为简单考虑), 则按斯特藩-玻尔兹曼定律可得如下关系:

$$D = 3.3 \times 10^{-4} T^2 / \sqrt{I}$$

这里已经取中子星的典型半径 $R=10 \text{ km}$. T 和 I 都是可以在软 X 射线区测定的. 由此可以估算出其距离, 因而对 γ 暴进行 X 射线观测具有重要的意义.

历史上, 早在 γ 暴发现的初期, 人们就对 γ 暴作了 X 射线观测, 比如对 GB720427 和 GB720514 就观测到了 X 射线(Trombka et al., 1974; Wheaton et al., 1973). 有的 X 射线拖的时间比 γ 射线要长, 也有的 X 射线发生得比 γ 射线略早(Laros et al., 1982; Katoh et al., 1984). 1986 年日本 Ginga 卫星升空以后, 对 γ 暴的 X 射线观测取得了更为明晰的结果. 他们在 17 个很强的 γ 暴中观测到 8 个在主 γ 射线辐射过后仍有清晰的软 X 射线尾巴, 这种 X 射线可再延续约达 100s(Murakami, 1992).

图 8.7 绘出了 Ginga 卫星上正比计数器(1.5 ~ 28 keV)和闪烁计数器(14 ~ 370keV)两个探测器所观测到的 γ 暴 GB870303 的强度(计数率)以及硬度比(闪烁计数器和正比计数器的计数率之比)随时间的变化(Murakami, 1992). 在 γ 射线强度复原(闪烁计数器计数率恢复本底计数率)后 X 射线辐射(正比计数器计数率)还持续了 50 多秒, 其间甚至还出现了个小高峰.

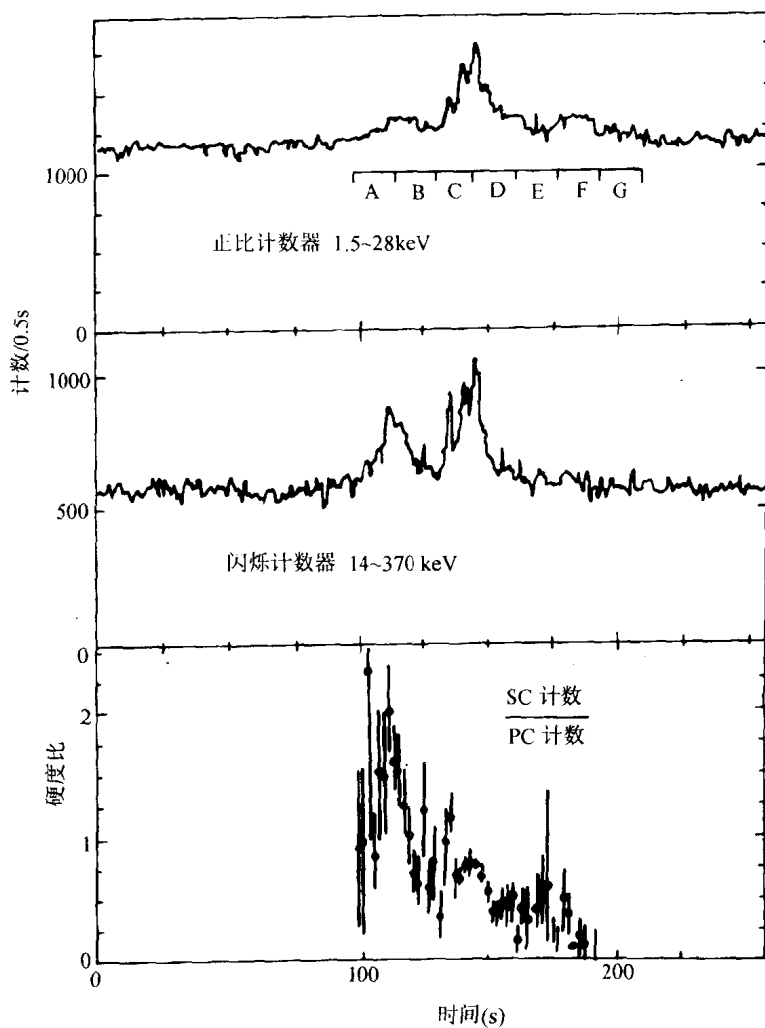


图 8.7 γ 暴 GB870303 的计数率与硬度比随时间的变化

将正比计数器的观测结果分为七个时间段，每一段(约 16s)都作了能谱分析，发现 A、B、C 和 D 可以很好地用热回旋谱来拟合，而 F 和 G 却要用黑体谱来拟合。对应的热回旋谱温度 E_c 和黑体

谱温度 kT 标于图 8.8 的各段能谱图中. 虽然正比计数器和闪烁计数器的观测结果的细节十分不同, 但其硬度比(代表某种温度)却呈现单调下降趋势, 显示了一种冷却效应(Murakami, 1992).

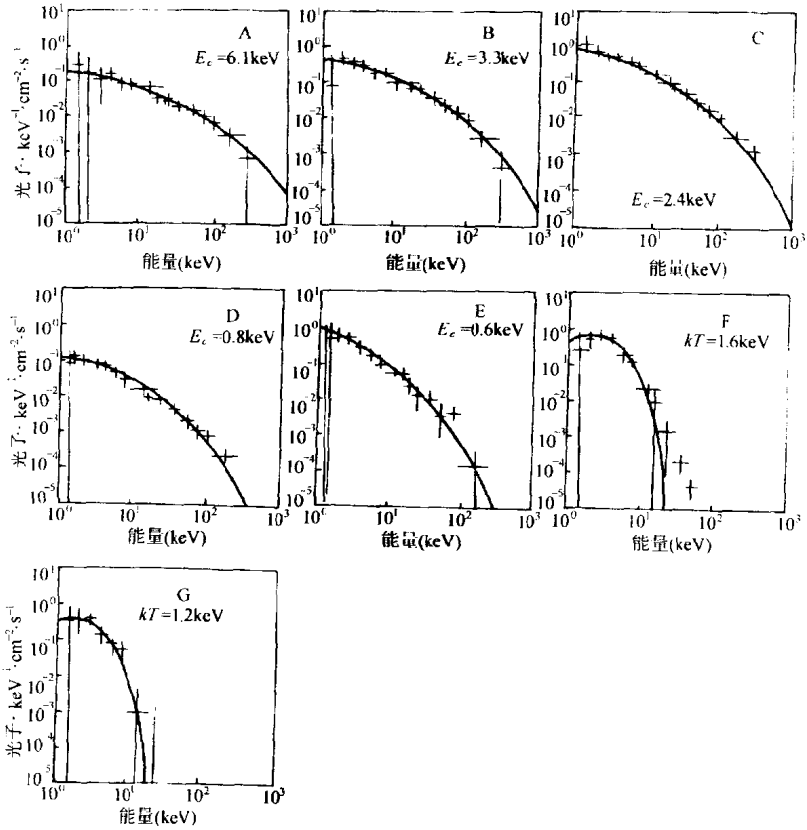


图 8.8 上图 A 至 G 七段时间的相应能谱, F 和 G 分别用 1.6 和 1.2 keV 温度的黑体谱拟合

Ginga 卫星和 Granat 卫星于 1990 年 1 月 26 日观测到一个 γ 暴 GB900126. 这个 γ 暴除了观测到延续的 X 射线尾巴外, 还在 γ 射线上升前约 10s 时观测到了先兆性 X 射线. 这是上面所说 17 个强 γ 暴中唯一的一个有先兆 X 射线的 γ 暴. 图 8.9 绘出了用正

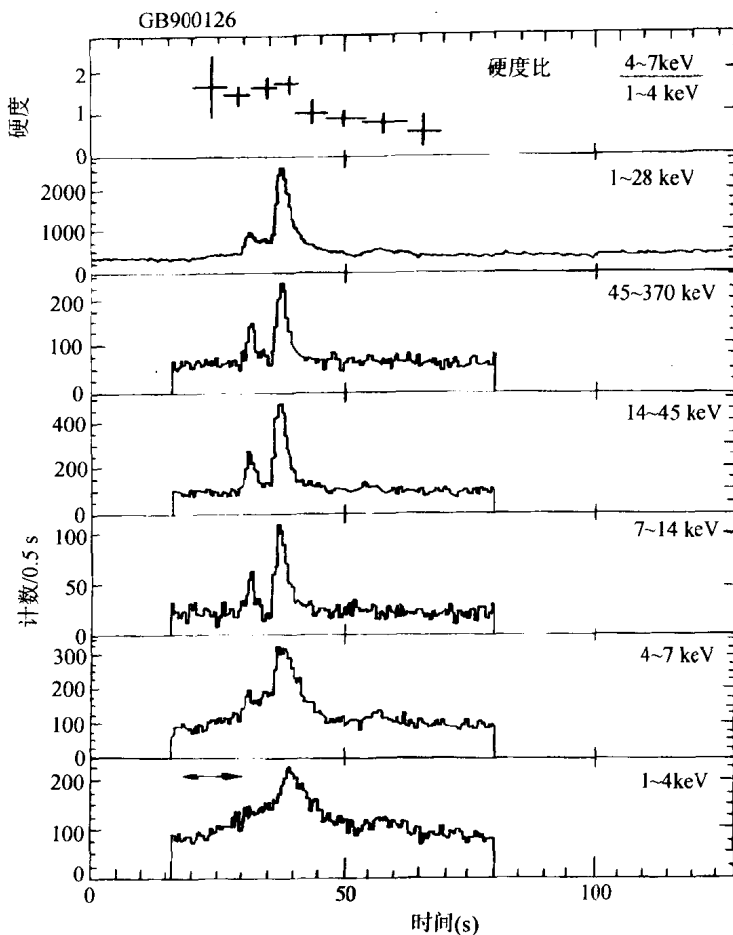


图 8.9 γ 暴 GB900126 的强度与硬度比随时间的变化

比计数器和闪烁计数器分能区的观测结果(Murakami, 1992). 分 $1\sim4$ keV、 $4\sim7$ keV、 $7\sim14$ keV、 $14\sim45$ keV 和 $45\sim370$ keV 五个能区, 绘出了每 0.5s 计数随时间的变化情况. 在 $1\sim4$ 和 $4\sim7$ keV 两能区中显见有先兆性现象. 图中也给出了 $1\sim28$ keV 能量范围的强度变化. 据 $4\sim7$ keV 和 $1\sim4$ keV 能区得到的在减去本

底以后的计数比(硬度比)也单调下降,也明显表示了冷却效应.

图 8.10 所示是先兆区 8s(图 8.9 的 1~4 keV 图中箭头所指的时间范围)内的 X 射线能谱以及最佳黑体谱拟合, 温度 T 为 1.58 keV. 先兆区测得的平均 X 射线流量 $I \sim 2.5 \times 10^{-9} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. 由上面的式子, 可以估出此 γ 暴源的距离约为 16 kpc. 对此 γ 暴 GB900126 的延续 X 射线尾巴的能谱也可用黑体谱拟合, 温度约为 1.5 keV. 因此, 据 X 射线能谱观测, 可知这些 γ 暴应是银河系内天体. 这是对 γ 暴作 X 射线观测所得到的重要结果之一. 当然, X 射线观测还包含有许多其它重要信息. 比如, X 射线辐射与 γ 射线辐射之间有什么关系? 为什么有些 γ 暴的 X 射线可以先于 γ 射线发生? 更多的 X 射线迟于 γ 射线结

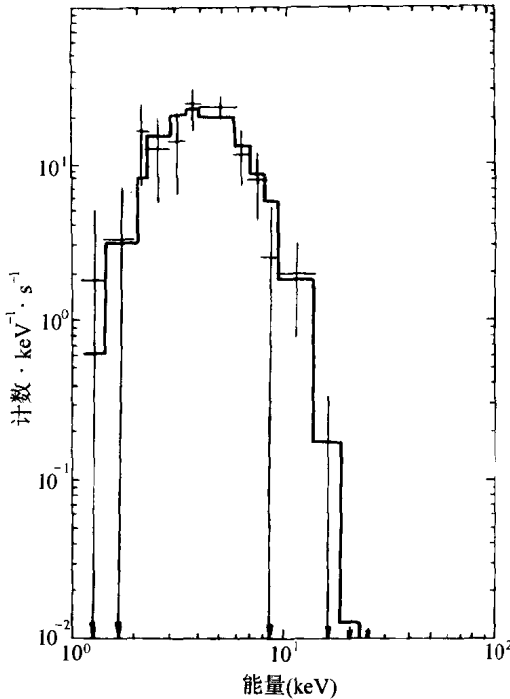


图 8.10 γ 暴 GB900126 先兆 X 射线的黑体谱拟合,
拟合温度为 1.58 keV

束? 两者时差在 10s 左右又意味着什么? X 射线先于 γ 射线的情形是否暗示了 γ 暴的热起源, 但如何又发展为非热的 γ 射线发射? 如果 γ 暴能源来自吸积物的引力能, 10s 先兆时标是否意味着为吸积盘贮能不稳定性的发展时标? 如果 γ 暴能源来自中子星本身, 10s 先兆时标是否意味着能源产生于光深很大的深处? 如此等等, 曾使多少人伤透脑筋.

对于 γ 暴的 X 射线研究, 其重要意义并不只在观测 X 射线尾巴. γ 暴能谱的吸收结构也在低能区, 在硬 X 射线区. 下面还将看到, X 射线观测对于 γ 暴的研究会起极为重要的作用.

§ 8.3 康普顿卫星发现引起的风暴

康普顿卫星是一颗 γ 射线天文卫星(GRO), 于 1991 年 4 月 5 日成功地发射升空. 其上安装了 OSSE、COMPTEL、EGRET 和 BATSE 四个仪器, 覆盖了非常广阔的能量范围: 20 keV \sim 30 GeV (跨越 6 个量级). BATSE 主要由置于康普顿卫星八个角的八个大面积碘化钠闪烁探测器组成, 特别适于观测 30 keV 至 2 MeV 范围的瞬变 γ 射线, 方位可定到 $1^\circ \sim 6^\circ$ 的精度. γ 暴的观测主要由 BATSE 承担.

在康普顿卫星发射以前, 人们已经发现了大量 γ 暴, 已经知道 γ 暴的空间分布是各向同性的(Harding, 1991). 但是, 以往所用探测器灵敏度不够高, 不能很好地探测弱源, 所以 γ 暴的空间分布是否均匀, 不能作出结论. BATSE 比以往仪器有了大幅度改进, 可以测量很弱(因而很远)的 γ 暴. 由于银河系内的中子星不可能有各向同性的分布(其实, 银河系内各种物质的分布都不是各向同性的), 人们曾认为, 观测到的各向同性也许只是因为观测范围没有跳出银盘, 指望能观测弱源的 BATSE 因可跳出银盘而找到各向异性. 令人吃惊的是, BATSE 的观测更加强了各向同性分布的结论(Meegan et al., 1992). 图 8.11 所示是 BATSE 从 1991 年 4 月 21 日起两年观测到的 591 个 γ 暴在银河

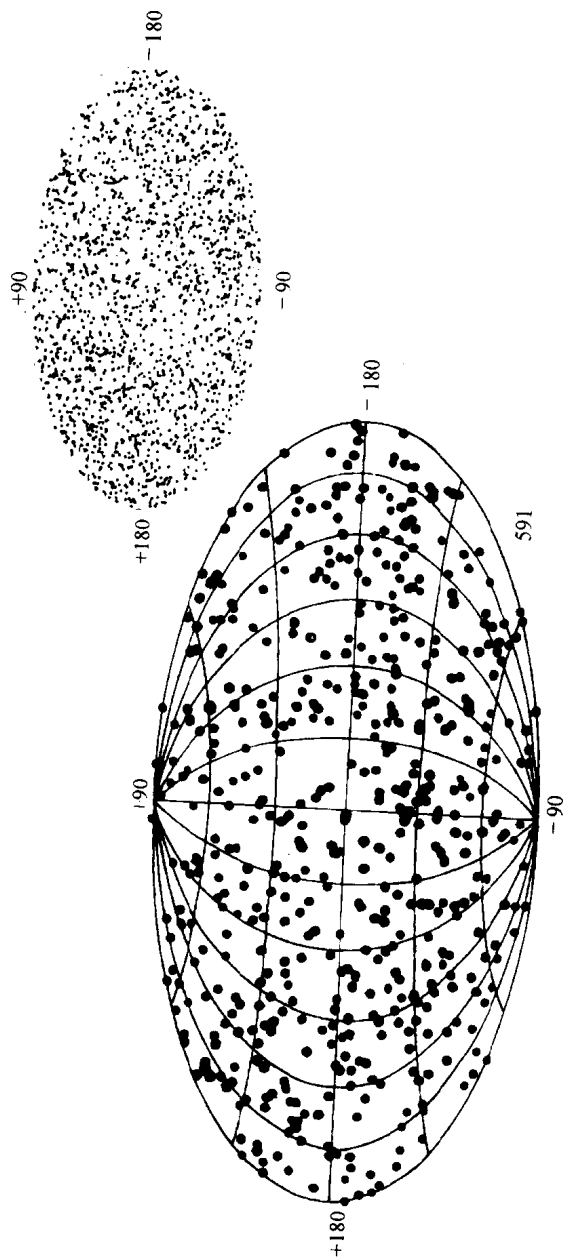


图 8.11 591 颗 γ 暴在银河坐标系中的角分布; 图的右上角为 1879 颗的分布

坐标系中的角分布(毛-陈, 1993), 没有显示出向银道面和银心方向集聚的任何迹象, 也未见趋于邻近星系或邻近星系团的任何倾向, 明显地呈现高度各向同性. 与此形成强烈对照的是, γ 暴远近的空间分布却十分不均匀, 越弱(因而越远) γ 暴越少(Meegan et al., 1992). 虽然我们并不知道 γ 暴源的实际距离, 但却可以通过距离的相对比较(强度的相对比较)来获得信息. 设 C_{\max} 为 γ 暴

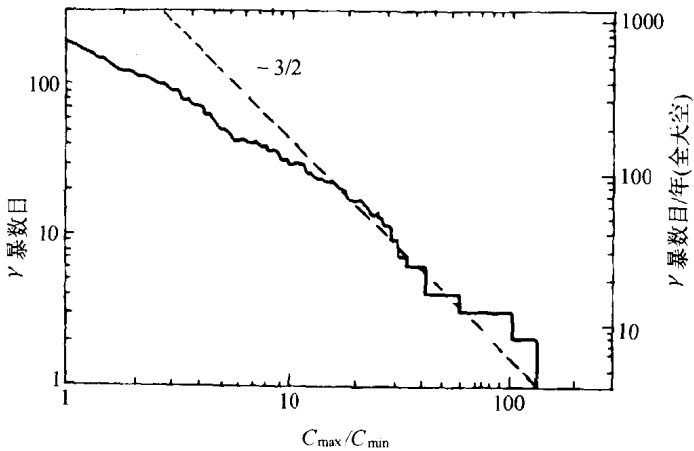


图 8.12 γ 暴数目按 C_{\max}/C_{\min} 的积分分布

峰值计数率, C_{\min} 为触发阈计数率. 图 8.12 表示强于某峰值强度的 γ 暴数目按强度比值 C_{\max}/C_{\min} 的分布(Meegan et al., 1992; 毛-陈, 1993). 如果分布是空间均匀的, 那么图中应表现为斜率为 $-3/2$ 的直线. 实际的分布(特别是弱源)明显地偏离 $-3/2$ 律, 表明越弱(越远)的 γ 暴越少. 因此, γ 暴的空间分布是各向同性而又非均匀的. 今天, BATSE 观测到的 γ 暴已超过 2000 个, 结论依旧如此, 而且更加鲜明(Fishman, 1995). 图 8.11 右上方的小图就表示 1879 个 γ 暴的空间分布, 显示了高度各向同性.

由于银河系是盘状的, 地球(太阳系)又在远离银心的偏心位置上, 很难想象地球上会看到这种各向同性而又远近不均匀分布的天体. 因此, BATSE 观测到的 γ 暴空间分布几乎完全淘汰了

近距离模型(Mao et al., 1992),使 γ 暴起源于银河系内的正统观点受到严重挑战. 如果 γ 暴位于银河系内,那么它们只能分布在比以前所知大得多的银河系晕内,比如说,分布在离银心200 kpc的范围,这样才能忽略相对地小的地球在银河系内的偏心距离,得到粗略的各向同性分布. 1986年Goodman和Paczynski提出的认为 γ 暴源与类星体一样远的宇宙学距离模型,原来并不被重视,现在却一跃而成为主流. 这是因为,宇宙学原理自然保证了各向同性. 至于表观的远近非均匀性又正好可以用宇宙学红移来解释,因为对于越远的 γ 暴,这种红移会将越多的光子移出探测器测量范围,压低了远 γ 暴的强度. 另外,还有如下两个迹象:(1)弱 γ 暴的时间结构相对地展宽(Norris et al., 1993; Wei & Lu, 1997);(2) γ 越弱(越远),其谱的峰值能量越低(Malozzi et al., 1996). 这些也支持宇宙学距离的观点.

宇宙学红移会灵敏地在谱线观测上反映出来. 我们知道, γ 暴有两种熟知的谱线,一为电子对湮灭发射线,一为软 γ 硬X范围的回旋吸收线. 前者谱线有明确的能量值,应当容易发现有没有宇宙学红移存在. 根据Mazets等的观测结果,湮灭线均为四百多keV,特别是在430 ~ 460 keV范围,这正好是中子星引力红移所要求的,并没有显示宇宙学红移. 但是,湮灭线是否存在,在观测上尚不十分明朗. 康普顿卫星已发现了二千多颗 γ 暴,却并未观测到过湮灭发射线. 以前,发现 γ 暴能谱中存在高能尾巴闻名的SMM卫星,也没有观测到过湮灭发射线. 究竟是否存在湮灭线,尚待进一步的观测来澄清. 至于回旋吸收线,由于中子星磁场并不能事先知道, γ 暴能谱回旋线观测值中是否包含有宇宙学红移,还无法作出判断. 应该指出,康普顿卫星也没有观测到回旋线. 不过,回旋线的能量已属X射线或硬X射线的范围,接近BATSE仪器的下限,原非康普顿卫星的观测特长,而Ginga卫星对回旋线的观测是相当精细的. 康普顿和Ginga两卫星的观测结果有无矛盾,近年来还在进行仔细研究. 有这种可能,有线状谱和X射线尾巴的可能只是少数,是单独的一类,属于银河

系的天体，而其余绝大部分都是宇宙学天体(Katz, 1994)。

我们知道，20 世纪 20 年代曾展开了一场旋涡星云究竟是河外星系还是银河系内星云的旷日持久的大辩论。这场辩论的结果将人们的视野扩展到了银河系外，为人们打开了整个的星系世界。60 年代发现类星体后围绕着它的红移本质又爆发了一场大辩论，辩论的中心为类星体是近处天体还是遥远天体。虽然至今仍有个人持不同意见，但绝大多数人都相信类星体是在宇宙距离上的遥远天体。辩论的结果将人们的视野扩展到了宇宙的边缘。持续了三分之一个世纪的 γ 暴远近之争正是这个世纪天体物理领域的第三次大辩论。这又是一场意义十分深刻的大辩论(陆, 1995)。

最近，李惕碚等(1996)将 1991 年 4 月至 1994 年 9 月三年多时间内的 BATSE 观测数据分成若干个时间段，求出 γ 暴的持续时间 T_{90} 和谱的硬度比等物理量在每段时间内的平均值，发现这些平均值随时间有明显的单调变化。这种月量级、年量级的变化时标无论用银河系晕或宇宙学距离的模型都是难以解释的。因此，李惕碚等提出 γ 暴可能起源于太阳系的新观点。为了解释各向同性的空间分布， γ 暴必须发生于比地球与太阳之间的距离大得多的地方，比如发生于约 100 个天文单位的地方。当然，这种 γ 暴源不再可能是中子星这类恒星级度的天体，它可能只是一种等离子体的不稳定现象。用句通俗的话来说， γ 暴可能只是太阳系边缘区的“打雷”。至于图 8.12，通常把强弱看作 γ 暴源远近的反映，因而得出了远近分布不均匀的结论。李惕碚等用 BATSE 的太阳耀斑数据，也得到了类似图 8.12 的结果。因此，图 8.12 不一定反映远近分布的不均匀，而可能只反映了源的内禀性质。

γ 暴源究竟是怎样的天体？ γ 暴又是怎样的现象？观测上既如此混乱，理论上更纷争不已。正因如此，目前正是研究的大好时光。现在，继续是“中原逐鹿”的活跃场面。在这场混战中，X 射线观测可能会起重要的作用。

§ 8.4 重复爆发现象

人们没有观测到过经典 γ 暴的重复爆发. 本节要讨论的重复爆发现象, 是指另有一些有别于经典 γ 暴的暴源会重复爆发. 实际上, 除经典 γ 暴以外, 其它四种高能暴(I 型 X 射线暴、II 型 X 射线暴、硬 X 射线暴和软 γ 射线重复暴)都会重复爆发.

8.4.1 I 型 X 射线暴

通常, X 射线暴主要指 I 型 X 射线暴(Hoffman, 1978). 这类暴发现于 1975 年(Grindlay et al., 1976; Belian et al., 1976). 一次暴大约有 $\sim 10^{39}$ erg 的能量辐射出去. 暴的上升时标在秒级, 衰减时标约为 $3\sim 100$ s, 峰值光度在 10^{38} erg/s 量级. 其能谱呈黑体谱形, 对应峰值温度约为 3×10^7 K, 衰减期能谱显著变软, 温度降低(Joss & Rappaport, 1984; Paradijs, 1995).

一个源的暴与暴之间的时间间隔有时很规则, 但总不是严格周期性的, 一般在小时到天的量级, 偶尔也有短到只有 5 分钟的. 许多源会有长达几个星期到几个月的不活动期, 在此期间观测不到暴. 一般地, 这种暴源同时也是持续性 X 射线源. 持续性 X 射线辐射的总能量与暴的总能量之比大约为 10^2 量级. 这个事实用中子星表面吸积层中的热核闪模型可以得到自然的解释. 当中子星表面吸积足够量的物质以后, 吸积层底部达到临界条件, 就会产生热核闪. 吸积物质的引力能释放提供持续性 X 射线辐射, 其热核能释放提供 X 射线暴. 对于中子星表面而言, 引力能释放与热核能释放之比正好差不多是 10^2 的量级. 事实上, I 型 X 射线暴的上升时标、衰减时标、暴间隔时标、峰值光度和暴的能量等均可以用这个模型很好地解释.

X 射线暴的空间分布明显地集中于银心方向. 这表明 X 射线暴源的平均距离约为 ~ 8 kpc. 有了这个距离, 就可以估算出暴的光度和辐射能量. 再根据这个光度以及谱温度的观测值可估算

出辐射面积,由此所得差不多就是中子星的表面积.

因此, I 型 X 射线暴源无疑是中子星. 一般地说, 中子星有很强的磁场. 但强磁场会导致吸积流的方向性, 从而会有脉冲辐射, 而 X 射线脉冲双星从未发现过有暴的现象. 所以, I 型 X 射线暴应是弱磁场的中子星, 一般是老年中子星, 属于低质量 X 射线双星.

8.4.2 II 型 X 射线暴

II 型 X 射线暴源至今只发现了一颗, 即 MXB1730—335, 通常称为快暴源(Lewin et al., 1976). 在活动期内, 暴与暴之间的时间间隔约 $10^1 \sim 10^3$ s. 这种快速暴不可能是热核闪. II 型暴的能谱变化远没有 I 型暴那么明显.

这种暴有一明显的特征, 即一次暴中释放的总能量近似正比于这次暴与下次暴之间的时间间隔. 这一特征暗示, II 型暴很可能是一种吸积不稳定现象.

8.4.3 软 γ 射线重复暴

软 γ 射线重复暴(SGR)比较确定的至今只发现了三颗; 它们的时间结构比较简单, 持续时间一般较短, 能谱较软, 而最重要的是每颗都重复爆发过许多次. 事实上, 早在 1979 至 1985 年间, 已经观测到软重暴源 SGR1806—20 爆发了 100 余次, 而 SGR0526—66 和 SGR1900+14 也已分别爆发了 16 次和 3 次. 重复爆发的时间似乎没有什么规则, 间隔时间从秒到年都有. 比如, SGR1900+14 在 1979 年曾观测到 3 次爆发, 事隔十多年后, 在 1992 年康普顿卫星上的仪器 BATSE 又观测到 3 次爆发(Kouveliotou et al., 1993). SGR1806—20 在 1985 年以前已经观测到 100 余次爆发, 隔了近十年, 1993 年 9 月 29 日的 14 小时内又观测到三次重复爆发, 其后在 10 月 5 日、10 月 9 日和 11 月 10 日又各爆发了一次(Kouveliotou et al., 1994). 这三颗软 γ 重复暴源最近都观测到与超新星遗迹成协. 除了早知 SGR0526—66 与大

麦哲伦云的超新星遗迹 N49 成协(Cline et al., 1982)外,发现 SGR1806-20 和 SGR1900+14 分别与银河系内超新星遗迹 G10.0-0.3(Kulkarni & Frail, 1993; Murakami et al., 1994; Kulkarni et al., 1994)和 G42.8+0.6(Hurley et al., 1994)成协. 由于观测到的超新星遗迹一定比较年轻(年老的遗迹会散掉而观测不到),比如, G10.0-0.3 的年龄约为 5×10^3 年,所以,软重暴源都是比较年轻的.

除 SGR0526R-66 位于银河系的邻近星系大麦哲伦云内以外, SGR1806-20 和 SGR1900+14 都十分靠近银道面. 所以,三个软 γ 重复暴源 SGR1806-20, SGR1900+14 和 SGR0526-66 的距离都是可以测定的,分别约为 17, 7 和 55 kpc. 有了距离,就可以推知爆发光度 $\sim 10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 或略高些. 由于这些源的 γ 射线能谱比较软,可能会与 X 射线密切相关. 比如, Murakami 等(1994)用 X 射线卫星 ASCA 观测到了 SGR1806-20 的爆发,可以证认这个爆发源为一个新 X 射线源(称 AX1805.7-2025),而且,这个暴在时间上与 BATSE 观测到的 γ 暴一致.

看来,三颗软 γ 重复暴源都是银河系内或附近的年轻中子星.

8.4.4 硬 X 射线暴

1996 年 2 月, Kouveliotou 等(1996)发表了利用 BATSE 发现的新一类重复暴. 这是来自银心方向的硬 X 射线重复暴,与上面所谈的软 γ 射线重复暴不同. 能量范围约为 25~60 keV,这是硬 X 射线区,也是软 γ 射线区,不过比上面的软重暴更软些. 这个暴源的位置定准到 $\sim 24' \times 6'$, 其中心在赤经 $17^{\text{h}}44^{\text{m}}28^{\text{s}}$, 赤纬 $-28^{\circ}45'.0$ 处. 因此,这个暴源也可记作 GRO J1744-28.

这个硬 X 射线重复暴的第一个暴发生于 1995 年 12 月 2 日 08:22 UT. 暴与暴之间的间隔开始时约为 5min, 当天 17:00 至 20:00 UT 间, 暴与暴间隔维持在约 200s, 两天内间隔起伏较大, 两天后, 爆发率降到每小时一次量级, 随后便基本不变, 时

间波形和强度都保持差不多. 每次暴的持续时间在 6 到 100s 之间, 大多在 10 到 30s 之间. 曾从 BATSE 数据档案中, 查找了 1993 年 1 月 13 日至 1993 年 12 月 24 日期间 20~60 keV 范围的事例, 没有找到与此暴有关的任何活动迹象.

由于单个暴的光子数少, 能谱难以测准, 幂律谱、热韧致谱和黑体谱之间也难以确切区分. 不同暴的谱参数相似. 光子谱指数 α 平均为 -5.0 (在 -4.6 与 -5.5 之间), 若用黑体谱拟合, 典型温度为 ~ 5 keV, 若用热韧致谱拟合, 则为 ~ 9 keV.

按幂律谱拟合计算, 25 ~ 60 keV 范围的峰值流量为 $(2.8 \pm 0.7) \times 10^{-8} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} (1\sigma)$. 考虑到暴源对银心很小的角距离, 可取该源的距离为 7.5 kpc, 因此, 平均 (25 ~ 60 keV) 峰值光度为 $2 \times 10^{38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 与太阳质量恒星的爱丁顿极限同量级. 定义 (33 ~ 60 keV) 与 (25 ~ 33 keV) 范围总光子数之比为积分硬度比. 不同暴的硬度比都差不多, 平均为 1.20 ± 0.24 .

这种暴的独特的性质是十分明显的. 它的能量比经典 γ 暴软得多. 它的硬度比与其持续时间没有明显关系. 每个暴前半光子数的硬度比与后半光子数也没有明显不同, 即这种暴没有明显的谱演化. 这些均不同于经典 γ 暴. 这是一种重复暴, 更与经典 γ 暴不同. 这种重复暴与软 γ 重复暴 (SGR) 也很不一样. 这是一种快速重复暴, 重复率比 SGR 高得很多, 持续时间也比 SGR 长得多.

与 I 型 X 射线暴被成功地解释为中子星表面吸积层中的热核闪不同, 这种硬 X 射线暴不可能来自热核闪, 因为硬 X 射线快速暴的极短暴间隙内不可能积累足够多的热核反应物质. 这种硬 X 射线暴与 II 型 X 射线暴有点相似, 但也并不一样, 前者的谱比后者要硬得多. 这个硬 X 射线暴可能是由于中子星的一种阵发性的吸积 (Thompson, 1996). Sturmer 和 Dermer (1996) 对伴星性质和吸积规律作了研究. 最近, 郑广生等 (1998) 提出, 这种暴可能是奇异星的一种正常物质向奇异物质的相变, 来源于壳层破裂现象.

有趣的是, Paciesas 等 (1996) 发现, 这颗硬 X 射线暴也是一

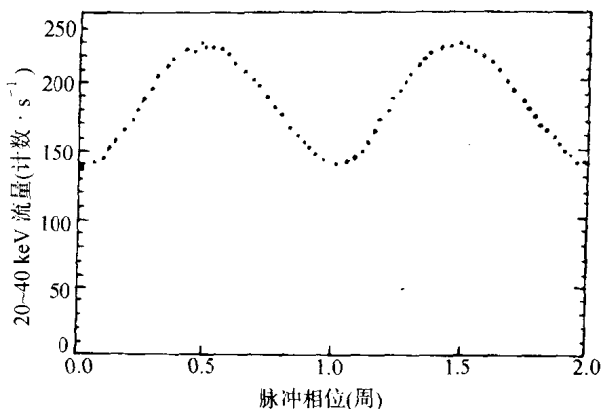


图 8.13 GRO J1744-28 的 20~40 keV 的 X 射线脉冲波形
(Finger et al., 1996)

颗永久性 X 射线源. 就是说, 在暴与暴之间的间隙期内也可观测到 X 射线辐射. 更有趣的是, Finger 等(1996)在第一次观测到暴后的第十三天(1996 年 12 月 15 日)观测到了 X 射线脉冲辐射, 表明它也是一颗 X 射线脉冲星, 记作 GRO J1744-28. 其自转周期为 0.467s, 辐射是近正弦形的, 见图 8.13. 这个波形是结合数据折叠和掩食测量而得, 其数据取的是 1996 年 1 月 10~16 日期间 BATSE 所测得的. 这是首次发现既是暴又是脉冲星的源, 有极为重要的意义. 因为 X 射线脉冲星是双星, 其轨道周期为 11.8337(13)天, 偏心率小于 1.1×10^{-3} , 质量函数 $f_x(M) = 1.36 \times 10^{-4} M_\odot$ 很小. 这样小的质量函数意味着要么伴星质量很小, 要么轨道倾角很小. 所以, 它很可能是个低质量 X 射线双星. 数据拟合可以给出这个脉冲星的脉冲频率随时间的变化

$$\begin{aligned} \nu(t) = & 2.141004031(14) + 9.228(27) \times 10^{-12} t \\ & + 1.88(58) \times 10^{-18} t^2 - 1.67(21) \\ & \times 10^{-25} t^3 - 1.12(30) \times 10^{-31} t^4 \quad (\text{Hz}) \end{aligned}$$

式中 t 表示发射时刻减去 JD 2450085.5, 用秒为单位表示. 图

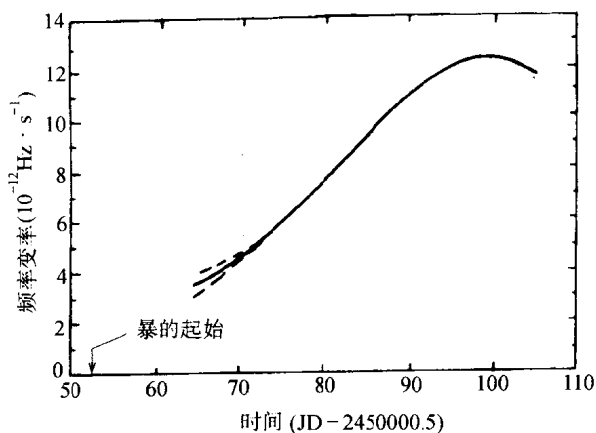


图 8.14 脉冲星 GRO J1744-28 频率变率随时间的变化
(见 Finger et al., 1996)

8.14 画出了频率变率随时间的变化曲线。可见，频率变率不仅很大，而且变化很快。

§ 8.5 γ 暴的 X 射线、光学和射电余辉的发现

在 γ 暴的研究中，最困难的问题是如何确定它的距离。困难在于， γ 暴的发生是随机性的，时间和方位事前均不知道，加之暴的持续时间又很短，既无法事先作好准备，又来不及做详细测量。同时， γ 暴又没有观测到其它波段的辐射， γ 射线的定位精度又极低，仅有度的量级，在平方度的误差范围内有许许多多其它天体，因而无法确认可能与它成协的其它天体。

1997 年的重大突破是由意大利-荷兰卫星 BeppoSAX 给出的，这方面的研究进展可参阅最近的两篇文章(黄-陆, 1998a; Piran, 1998a)。BeppoSAX 这个名称是根据意大利 X 射线天文学家的名字 Giuseppe **Beppo** Occhialini 和卫星名称 **S**atellite per **A**stronomia in **R**aggi-**X** 确定的。这个卫星于 1996 年 4 月发射，1996

年秋开始联测。卫星的设计非常巧妙，其上安装了一个 γ 暴监测器 (GRBM)，两个宽视场 X 射线照相机 (WFC) 和一组四个窄视场 X 射线望远镜 (NFT)。GRBM 工作于 40~600 keV 的能量范围，没有方向信息，灵敏度很高。虽然误报率可达 80%，但目的只在于提醒你注意察看 WFC。WFC 的视场很宽，达 40° 见方，它工作于 2~30 keV 的能量范围，定位精度比 γ 射线高得多，误差范围仅为 2' ~ 3'。当 GRBM 检测到 γ 暴信号，如果 γ 暴在 WFC 内，便可控制卫星系统，调整卫星姿态，使 NFT 对准这个范围，定位精度便可进一步改善，误差范围缩小到 50"。在这个小范围内，天体数目已经不多，这就大大方便于寻找 γ 暴的对应天体（一般应是个变源）。由于卫星姿态的调整是一个慢过程，通常需要几个小时。比如，1997 年 2 月 28 日 02:58:01 UT，即 2 月 28.123620 日 (UT)，BeppoSAX 观测到了 γ 暴 GB970228，持续时间为 ~80s，在 40~600 keV, 40~1000 keV 和 1.5~7.8 keV 范围测得峰值流量分别为 $\sim 4 \times 10^{-6}$, $\sim 6 \times 10^{-6}$ 和 $\sim 10^{-7} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (Costa et al., 1997a, 1997b)。暴后 8 小时，BeppoSAX 的 NFT 观测到了它的 X 射线对应体，现在都称之为 X 射线余辉。这是首次在 γ 暴若干小时之后还能观测到的余辉。用 MECS (2~10 keV) 探测器测得流量为 $2.4 \times 10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ；用 LECS (0.1~10 keV) 探测器测得流量为 $(2.6 \pm 0.6) \times 10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。随后，在 3 月 3.734 日 (UT)，用同样的探测器进行观测，发现流量已减小 20 倍 (Costa et al., 1997c)。ASCA 卫星在 3 月 7.028~7.486 日 (UT) 测得该对应体在 2~10 keV 波段的流量为： $(9.0 \pm 2.6) \times 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (用 GIS 仪器) 和 $(7.2 \pm 2.1) \times 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (用 SIS 仪器) (Yoshida et al., 1997)。ROSAT 卫星在 3 月 10.7875 ~ 13.32 日 (UT)，用 HRI 仪器测得 0.1 ~ 2.4 keV 波段流量为 $(3.8 \pm 1.2) \times 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这些数据表明 GB970228 的 X 射线余辉随时间呈幂律衰减， $F_X \propto t^{-\alpha}$ ，其中 $\alpha = 1.33^{+0.13}_{-0.11}$ 。地面光学望远镜、空间望远镜以及射电望远镜等也都投入了对它的观测。2 月

28 日 23:48UT, 即暴后约 21 小时, Paradijs 等用 La Palma 的 4.2 米望远镜(WHT), 在 300 秒曝光时间下, 获得了 γ 暴的 V 波段(21.3 星等)和 I 波段(20.6 星等)的光学余辉像, 定位精度达到 $1''$. 到 3 月 8.9 日(UT), 该源已经减弱至 $V > 23^m.6$, $I > 22^m.2$ (Groot et al., 1997; Paradijs et al., 1997). Pedichini 等人也证实该源在 2 月 28.81 日(UT)到 3 月 4.81 日(UT)之间在 R 波段至少变暗了 2.7 等. 世界上许多望远镜均观测到了它的光学余辉. 甚至时隔半年多之后, 哈勃望远镜于 9 月 4 日还观测到它 (Fruchter et al., 1998), 不过已经减弱到了 $V = 28^m.0 \pm 0^m.25$, 这一数据强烈地暗示 GB970228 的光学余辉一直在按幂律方式 t^{-1} 衰减. 图 8.15(a)给出了它的光学余辉的衰减情况(Fruchter et al., 1998). 人们还发现, 与其光学对应体成协, 有一个暗星系 (Galama et al., 1997). 这是 GB970228 这个 γ 暴源为宇宙学距离天体的一个明证. 但是, 射电望远镜没有观测到它的射电对应体.

BeppoSAX 在 1997 年 5 月 8.904 日(UT)观测到了另一个很有特色的 γ 暴, 即 GB970508 (Costa et al., 1997d). 整个 γ 暴的持续时间为 35s. 在 20~1000 keV 波段, 这个暴的谱可用一幂律谱较好地拟合, 光子谱指数为 -1.5 ± 0.05 . 该暴峰值能量在 500 keV 附近, 峰值光度为 $(1.66 \pm 0.06) \times 10^{-7} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (Kouveliotou et al., 1997a). 5.7 小时后, BeppoSAX 观测到了它的 X 射线余辉 (Piro et al., 1997). 在 2~10 keV 波段, X 射线流量为 $(6.3 \pm 0.6) \times 10^{-13} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$; 在 0.5~5 keV 波段, 流量为 $(7.0 \pm 0.8) \times 10^{-13} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. GB970508 的余辉是特别丰富的. 与 GB970228 相比, 它有如下一些重要特色:

(1) 这个暴的余辉在光学波段的表现是先增亮, 到 5 月 10 日(UT)前后达到极大值 $R_{\max} = 19^m.6 \sim 20^m.0$, 此后才一直衰减下去. 衰减方式可用幂律 $F \propto t^{-\alpha}$ 拟合, 其中 α 介于 0.9 和 1.1 之间. 图 8.15(b) 给出了 GB970508 的光学余辉的光变曲线 (Djorgovski

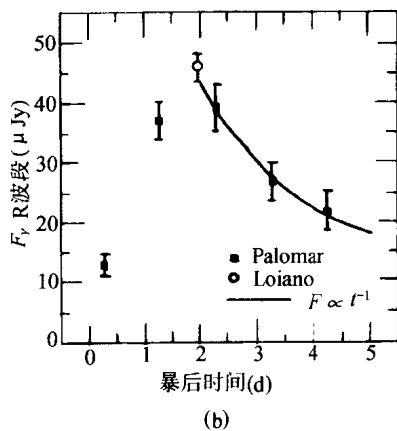
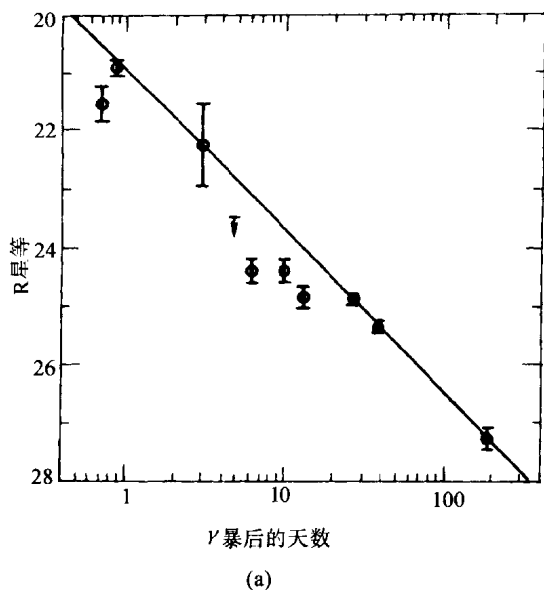


图 8.15 GB970228(a)和 GB970508(b)
光学余辉的光变曲线

et al., 1997).

(2) Metzger 等人(1997)发现其光谱中有吸收线, 红移为 $z=0.835$. 这证实了 GB970508 这个 γ 暴源确实在宇宙学距离上. 此

外,在光谱中还证认出了 $z \simeq 0.835$ 的发射线(Kouveliotou et al., 1997b).

(3) GB970508 的光学余辉表现为一个点源.哈勃望远镜的观测表明它不可能以亮于 $R = 24^m.3$ 的致密星系或亮于 $R = 25^m.0$ 的 $1''$ 尺寸的星系作为宿主星系(Fruchter et al., 1997).在 GB970508 的光学点源附近观测到了两个暗弱星系, $R \sim 25^m$, 距离 GB970508 均约 $4''$, 若取 $z \sim 0.8$, 则对应的空间距离约为 30 kpc , 光学吸收线不大可能是由这两个星系引起的.

(4) GB970508 不仅有光学余辉,而且还有射电余辉(Frail et al., 1997).用 VLA 对 GB970508 进行观测,在 5 月 9.06 日(UT)和 9.84 日(UT),没有探测到任何射电源.但在 5 月 13.96 日(UT),却发现了一个致密源,与该 γ 暴的光学对应体的位置一致.美国的甚长基线阵(VLBA)在 5 月 17.17~17.40 日(UT)的观测中,证实了该射电源的存在(Taylor et al., 1997),并将定位精度提高到 $0''.001$. GB970508 是在 X、光学、红外和射电等各个波段都有余辉的 γ 暴.

GB971214 是人们观测到 X 射线和光学余辉的第 3 个 γ 暴(Reichart, 1998).在 1997 年 12 月 15.25 日,BeppoSAX/MECS 观测到 $2 \sim 10 \text{ keV}$ 范围内的 X 射线流量为 $4 \times 10^{-13} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (Antonelli et al., 1997).在 15.51、16.52、17.51 日,ARC 3.5m 望远镜观测到 R 波段分别为 22.1 ± 0.1 、 23.7 ± 0.3 、 24.4 ± 0.5 星等(Diercks et al., 1997;Castander et al., 1997);在 15.44 和 16.45 日,同一望远镜观测到其 J 波段分别为 20.27 ± 0.25 和 $21.5(?)$ 星等(Tanvir et al., 1997).在 15.47 和 16.47 日,MDM 2.4m 望远镜观测到其 I 波段为 21.2 ± 0.3 和 22.6 (接近阈值)星等(Halpern et al., 1997).在 17.37~17.55 日,KPNO 0.9m 望远镜观测到其 I 波段为 22.9 ± 0.4 星等(Rhoads, 1997).

实际上,BeppoSAX、BATSE、RXTE 等卫星仪器和地面望远镜配合,除上述三颗 γ 暴以外,直到 1998 年 1 月,没有光学和射

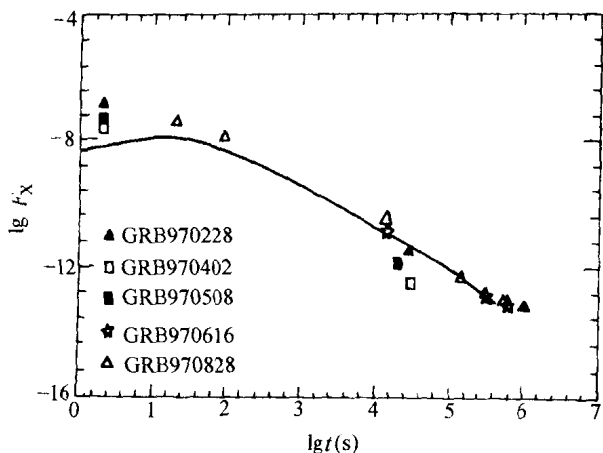


图 8.16 5 个 γ 暴 X 射线余辉的光变情况. (Huang et al., 1998c)

电余辉却仍有明显 X 射线余辉的 γ 暴还有 GB970402、GB970616、GB970828、GB971208、GB971227 和 GB980109 等六个 γ 暴。图 8.16 给出了 5 个 γ 暴 X 射线余辉的光变情况。由 BeppoSAX 首先发现 X 射线余辉而掀起的这场风暴，对于 γ 暴的研究确实作出了重大贡献。一方面把观测波段从 γ 射线几乎扩展到了全波段，包括了 X 射线，光学，红外甚至射电；另一方面把观测时间从秒级扩展到了许多个月。大大扩充了取得 γ 暴研究的信息范围。同时，这一进展开辟了一个新的研究领域—— γ 暴的余辉。它使这个争论了四分之一世纪的神秘领域露出了曙光。至少，GB970228 和 GB970508 这两个源已比较明确地定在宇宙学距离上。

§ 8.6 γ 暴的理论认识

BeppoSAX 卫星的发现支持了 γ 暴源在宇宙学距离上的观点。若果真如此，那么，只有其爆发能量与超新星爆发能量相当，

即高达 $\sim 10^{51}$ erg, 甚至更高, 才能给出观测强度. 另一方面, 由于 γ 暴的变化时标非常短, 有的甚至可达毫秒以下, 意味着 γ 暴源一般应很小. 如果以典型时标 $\delta T \simeq 10$ ms 计, 按照通常的考虑, γ 暴源的尺度 $R_i < c\delta T \simeq 3 \times 10^8$ cm. 因此, γ 暴应来自能量高度密集的区域, 即起始于一个火球. 火球的光深很大, 其辐射应是黑体谱, 与 γ 暴的观测能谱明显不符. 实际上, 这个火球以接近光速的极端相对论速度膨胀, 一直膨胀到光学薄时才能产生非热辐射, 观测到的 γ 暴必产生于这个时候, 可参阅 Mészáros & Rees (1997), Waxman (1997a; b), Vietri (1997); Wijers et al. (1997), Panaitescu & Mészáros (1997), Katz & Piran (1997), Piran (1998), Wei & Lu (1998a; b), Dai & Lu (1998a; b), Huang et al. (1998c) 等文章.

值得注意的是, 由于火球膨胀速度极快, 其相对于我们运动的洛伦兹因子 $\gamma \gg 1$. 因此, 我们所观测到的实际上是紫移了的光子. 就是说, 发射源的光子比观测到的光子能量要低 γ 倍, 这正好缓解了 γ 暴能谱中高能尾巴的困难.

一般地说, 膨胀到光学薄时的火球尺度已经远大于按通常方法据变光时标估算出的天体尺度 $c\delta T$. 不过, 相对论效应使这个限制也得到缓解, 只要求辐射尺度 $R_r < \gamma^2 c\delta T$. 如果火球内包含有重子物质, 设其初始静质量能量为 Mc^2 , 而火球总能量为 E , 那么当火球初始总能量转化为重子动能时, 其洛伦兹因子即为 $\gamma = E/Mc^2$. 动能转化为“热”能是通过激波的形式进行的. 实际上, 能量转换有两种模式. 一种是膨胀火球扫过外介质(如星际介质 ISM)时产生的外激波. 另一种是物质流内部快粒子追赶慢粒子相作用而产生的内激波. Sari 和 Piran (1997) 指出, 外激波无法产生观测到的 γ 暴的复杂多变的时间结构. 现在, 一般认为 γ 暴是内激波产生的. 内激波需要有一个内动力源来产生不规则风, 这样才能产生 γ 暴的复杂多变的时间结构. 值得注意的是, 不仅火球模型的内激波可以解释 γ 暴, 而且其外激波可以提供对其余辉的解释. 这是火球模型非常成功之处. 在火球模型中, 膨

胀的壳层会扫过愈来愈多的外部物质而减慢下来,壳层运动的洛伦兹因子逐渐减小,其同步辐射的典型频率也随着减小.激波波前会加速电子,使之形成某种幂律谱,而这些电子会通过同步辐射或逆康普顿散射而冷却.这些机制可以定性地解释余辉的观测事实.

粗略地说, γ 暴开始发生于很小的体积范围内(比如, $\sim 10^6$ cm).这是一个光深很大的火球,实际上是观测不到的.它将以极高的洛伦兹因子膨胀.当膨胀到 $\sim 10^{13}$ cm 时,火球变得光学薄,此时可以观测到 γ 暴的非热辐射.当它进一步膨胀到 $\sim 10^{16}$ cm 时,火球将与星际介质碰撞而产生 X 射线、光学和射电辐射,这些辐射将在 γ 暴发生若干天甚或若干星期后到达观测者,这正是 γ 暴的余辉.

至于 γ 暴的初始能源是什么?这是一个远未弄清的问题.我们知道,要使能量转换能产生洛伦兹因子极高的相对论运动不是一件容易的事,主要困难在于所谓“重子污染”.因为高的洛伦兹因子 E/Mc^2 必须要求重子总质量 M 很小,一般情形下这是做不到的.比较流行的一种看法是认为 γ 暴来源于两个中子星的对撞.比如,银河系内的双星脉冲星 PSR1913+16 的两个中子星由于引力辐射而正在逐渐靠拢,最终会合在一起而释放大能量,可以形成 γ 暴.然而,中子星内存在大量重子,重子污染相当严重.由于奇异星内重子很少, γ 暴的能源很可能是奇异星的一种物理过程.Cheng 和 Dai(1996)就曾讨论过低质量 X 射线双星中的中子星通过吸积而相变为奇异星的过程作为 γ 暴能源的可能性.Dai 和 Lu(1998c)最近提出了基于较差自转奇异星的新模型,比较自然地避免了重子污染,解释了 γ 暴的性质及其余辉的光变曲线.

软 γ 重复暴(SGR)是否也有余辉?这是一个有意义的问题.因为SGR会重复暴,较容易监测,而且,SGR和经典 γ 暴距离不同,因而光度十分不同.比较两者的差别,有助于弄清 γ 暴的本质.黄等(1998b)用火球模型计算了SGR,发现SGR也有可以观

测到的 X 射线和光学余辉,只是时间短些,强度弱些.比如,对于一个比较强的 SGR,暴后百秒间可望观测到 X 射线余辉,而暴后百秒至千秒间可望观测到光学余辉.

γ 暴 X 射线(以及其它波段)余辉的研究是一个大题目,这一方兴未艾的新领域正等待人们去深入研究.

校时注(1992 年 2 月):

本章内容正处在发展前沿,十分活跃,完稿以来又有许多重要进展,不得不在校对时再加一些注释:①软 γ 重暴方面,新发现了第四个软 γ 重暴 SGR1627-41(Kouveliotou et al., 1998a).重要的是,四个软 γ 重暴都有脉冲辐射,都有长周期单星脉冲星性质.它们的周期分别是 8s (SGR0526-66)、7.47s (SGR1806-20)、5.16s (SGR1900+14)和 6.7s (SGR1627-41),按磁偶极中子星模型可估算出它们的表面磁场均为超强,在 $10^{14} \sim 10^{15}$ Gs 量级.同时,在 X 射线脉冲星中有一类特别的脉冲星,磁场也是超强,称之为磁星(magnetar).因此,软 γ 重暴均为磁星(Kouveliotou et al., 1998b).这是一类新型星.② γ 暴及其余辉方面(Piran, 1998b; Kulkarni et al., 1999),一年来又发现了 GB980124、GB980326、GB980329、GB980425、GB980515、GB980519、GB980611、GB980613、GB980703、GB980706、GB981220、GB981226、GB990123 和 GB990217 等十余颗.有三件事引起了新的轰动,它们是:(i) 由于测得了 GB971214 的红移高达 3.418,表明其距离很远.如果辐射是各向同性的话,它在几十秒内所放出的能量达 3×10^{53} erg,即 $0.1 M_{\odot} c^2$,比超新星爆发还高二个量级.(ii) GB980425 与超新星 SN1998bw 成协,而且差不多同时爆发.这个 γ 暴的发现为研究 γ 暴与超新星的关系提供了极有价值的资料.它的红移仅为 0.0085,距离很小,光度也低.但有很强的射电辐射.(iii) GB990123(参见 GCN 报告 No. 199~256)的红移 ≥ 1.6 ,是一颗辐射能量特别高的 γ 暴,甚至比 GB971214 还要高一个量级.如果辐射各向同性, γ 射线的能量就高达 3.4×10^{54} erg \approx

$1.9M_{\odot}c^2$,已到了几乎无法理解的境地. 有两种理论,认为虽然观测到很亮,实际能量并没有那么高. 一种认为是由于引力透镜的增亮作用,另一种认为是由于非各向同性辐射,即成束作用. GB990123 的余辉也特别丰富. 尤其重要的是,在 γ 暴刚发生 22 秒时(此时 γ 射线爆发期还没有结束),ROTSE 组就观测到了它的光学对应体,竟比 9 等星还亮(8.9 星等). 这是第一次如此早地观测到光学对应体,填补了从暴到几个小时内的观测空隙.

参 考 文 献

- Antonelli, L. A. et al., 1997, *IAUC*, No. 6792.
 Belian, R. D. et al., 1976, *Ap. J. L.*, **206**, L135.
 Castander, F. J., 1997, *IAUC*, No. 6791
 Cheng, K. S. & Dai, Z. G., 1996a, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1210
 Cheng, K. S. & Wei, D. M., 1996b, *MNRAS*, **283**, L133.
 Cheng, K. S., Dai, Z. G., Wei, D. M. and Lu, T., 1998, *Science*, **280**, 407.
 Cheng, L. X., Ma, Y. Q., Cheng, K. S., Lu, T., Zhou, Y. Y., 1995, *A&A*, **300**, 746.
 Cline, T., Desai, U. D., Teegarden, B. F. et al., 1982, *Ap. J.*, **255**, L45.
 Costa, E. et al., 1997a, *IAUC*, No. 6572.
 Costa, E. et al., 1997b, *Nature*, **387**, 783.
 Costa, E. et al., 1997c, *IAUC*, No. 6576.
 Costa, E. et al., 1997d, *IAUC*, No. 6649.
 Dai, Z. G. & Lu, T., 1998a, *A&A*, **333**, L87.
 Dai, Z. G. & Lu, T., 1998b, *MNRAS*, **298**, 87.
 Dai, Z. G. & Lu, T., 1998c, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 4301.
 Diercks, A. et al., 1997, *IAUC*, No. 6791.
 Djorgovski, S. G. et al., 1997, *Nature*, **387**, 876.
 Epstein, R. I., 1988, *Phys. Rep.*, **163**, 155.
 Finger, M. H. et al., 1996, *Nature*, **381**, 291.
 Fishman, G. J., 1995, *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 107, December, 1145.
 Frail, D. A. et al., 1997, *IAUC*, No. 6662.
 Fruchter, A. et al., 1997, *IAUC*, No. 6674.
 Fruchter, A. et al., 1998, *astro-ph/9801169 v2*.
 Galama, T. et al., 1997, *Nature*, **387**, 479.

- Golenetskii, S. et al. , 1984, *Nature*, **307**, 41.
- Goodman, J. , 1986, *Ap. J.* , **308**, L47.
- Grindlay, J. et al. , 1976, *Ap. J. L.* , **205**, L127.
- Groot, P. J. et al. , 1997, *IAUC*, No. 6584; 6588.
- Halpern, J. et al. , 1997, *IAUC*, No. 6788.
- Harding, A. K. , 1991, *Phys. Rep.* , **206**, 327.
- Ho, C. , Epstein, R. I. , Fenimore, E. E. , (ed.), *Gamma-Ray Bursts — Observations, Analyses and Theories*, 1992, Cambridge.
- Hoffman, J. A. , 1978, *Nature*, 271, 630.
- 黄永锋, 陆垓, 1998a, *天文学进展*, **16**, 330.
- Huang, Y. F. , Dai, Z. G. & Lu, T. , 1998b, *Chin. Phys. Lett.* , **15**, 755.
- Huang, Y. F. , Dai, Z. G. , Wei, D. M. & Lu, T. , 1998c, *MNRAS*, **298**, 459.
- Hueter, G. J. , 1984, AIP Conference Proceedings No. 115 (ed. S. E. Woosley), 373.
- Hurley, K. , Sommer, M. , Kouveliotou, C. et al. , 1994, *Ap. J.* , **431**, L31.
- Hurley, K. et al. , *IAUC.* , 1997, No. 6743.
- Joss, P. C. , Rappaport, S. A. , 1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* , **22**, 537.
- Katoh, M. et al. , 1984, AIP Conference Proceedings No. 115 (ed. S. E. Woosley), 390.
- Katz, J. I. , 1994, *Ap. J.* , **422**, 248.
- Katz, J. I. & Piran, T. , 1997, *astro-ph/9712242* v2.
- Klebesadel, R. W. , Strong, I. B. , Olson, R. A. , 1973, *Ap. J.* , **182**, L85.
- Kouveliotou, C. , Fishman, G. J. , Meegan, C. A. , et al. , 1993, *Nature*, **362**, 728.
- Kouveliotou, C. , Fishman, G. J. , Meegan, C. A. , et al. , 1994, *Nature*, **368**, 125.
- Kouveliotou, C. et al. , 1996, *Nature*, **379**, 799.
- Kouveliotou, C. et al. , 1997a, *IAUC*, No. 6660.
- Kouveliotou, C. et al. , 1997b, *Science*, **277**, 1257.
- Kouveliotou, C. et al. , 1998a, *IAUC*, No. 6944.
- Kouveliotou, C. et al. , 1998b, *astro-ph/9809140*.
- Kulkarni, S. , Frail, D. , 1993, *Nature*, **365**, 33.
- Kulkarni, S. , Frail, D. , Kassim, N. E. et al. , 1994, *Nature*, **368**, 129.
- Kulkarni, S. R. et al. , 1999, *astro-ph/9902272*.
- Laros, J. G. et al. , 1982, *Ap. J.* , **286**, 681.
- Lewin, W. H. G. , et al. , 1976, *Ap. J.* , **207**, L95.
- 李惕碚, 1996, *Chin. Phys. Lett.* , **13**, 637.
- Li, T. P. , 1997, *astro-ph/9704264*.
- Liang, E. P. , 1983, AIP Conference Proceedings No. 101 (ed. Burns, Harding and Ra-

maty), 76.

Liang, E. P., Petrosian, V., (ed.), 1986, Gamma-Ray Bursts (AIP Conference Proceedings, 141).

Lu, T., 1992, Gamma-Ray Bursts — Observations, Analyses and Theories (ed. Ho, C., Epstein, R. I., Fenimore, E. E.), 394, Cambridge.

陆垚, 1995, 物理, **24**, 257.

Mallozzi, R. et al., 1996, *Ap. J.*, **454**, 597.

Mao, S., Paczyński, B., 1992, *Ap. J.*, 389, L13.

毛淑德, 陈尧, 1993, 科学, **45**, No. 6, 18.

Mazets, E. P. et al., 1981, *Astrophys. Space Science*, **80**, 3.

Mazets, E. P. et al., 1982, *Astrophys. Space Science*, **82**, 261.

Mazets, E. P. et al., 1983, AIP Conference Proceedings No. 101 (ed. Burns, Harding and Ramaty), 36.

Meegan, C. A. et al., 1992, *Nature*, **355**, 143.

Mészáros, P., & Rees, M. J., 1997, *Ap. J.*, **476**, 232.

Metzger, M. R. et al., 1997, *Nature*, **387**, 878.

Murakami, T. et al., 1988, *Nature*, **335**, 234.

Murakami, T., 1990, *Adv. Space Res.*, **10**, No. 2, 63.

Murakami, T., 1992, Gamma-Ray Bursts — Observations, Analyses and Theories (ed. Ho, C., Epstein, R. I., Fenimore, E. E.), 239, Cambridge.

Murakami, T., Tanaka, Y., Kulkarni, S., et al., 1994, *Nature*, **368**, 127.

Nolan, P. L. et al., 1983, AIP Conference Proceedings No. 101 (ed. Burns, Harding and Ramaty), 59.

Norris, J. P. et al., 1993, *Ap. J.*, **424**, 540.

Paciesas, W. S., Harmon, B. A., Fishman, G. J., Zhang, S. N., Robinson, C. R., 1996, *IAUC*, No. 6284.

Paczynski, B., 1986, *Ap. J.*, **308**, L43.

Panaitescu, A. & Mészáros, P., *astro-ph/9711339*.

Paradijs, Jan van, 1995, in "The Lives of the Neutron Stars", ed. Alpar, M. A., Kilziloglu, Ü. and Paradijs, J. van, (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht), 281.

Paradijs, J. van et al., 1997, *Nature*, **386**, 686.

Piran, T., 1998a, *astro-ph/9801001*.

Piran, T., 1998b, *astro-ph/9810256*.

Piro, L. et al., 1997, *IAUC*, No. 6656.

Reichart, D. E., 1998, *astro-ph/9801139*.

- Rhoads, J. , 1997, *IAUC*, No. 6793.
- Sari, R. , Piran, T. , 1997, *Ap. J.* , **485**, 270.
- Schaefer, B.E. et al. , 1994, *Gamma-Ray Bursts*, ed. G. Fishman et al. (AIP 307, NY).
- Shi, T. Y. , Lu, T. . 1987, *Astrophys. Space Science*, **136**, 363.
- Strohmayer, T.E. et al. , 1997, *astro-ph/9712332*.
- Sturmer, S. J. & Dermer, C.D. . 1996, *Ap. J.* , **465**, L31.
- Tanvir, N. et al. , 1997, *IAUC*, No. 6796.
- Taylor, G.B. et al. , 1997, *IAUC*, No. 6670.
- Thompson, C. , 1996, *Nature*, 379, 775.
- Trombka, J.I. et al. , 1974, *Ap. J.* , **194**, L27.
- Vietri, M. , 1997, *Ap. J.* , **478**, L9.
- Wang, J.C.L. et al. , 1989, *Phys. Rev. Lett.* , 63, 1550.
- Waxman, E. , 1997a, *Ap. J.* , **485**, L5.
- Waxman, E. , 1997b, *Ap. J.* , **489**, L33.
- 韦大明, 陆埏, 倪陈平, 平加伦, 1993, 天体物理学报, **13**, 108.
- 韦大明, 陆埏, 1995a, 天文学进展, **13**, 206.
- 韦大明, 陆埏, 1995b, 天文学进展, **13**, 220.
- 韦大明, 陆埏, 1995c, 天文学进展, **13**, 234.
- Wei, D.M. & Lu, T. , 1996, *Astrophys. Space Sci.* , **235**, 289.
- Wei, D.M. & Lu, T. , 1997a, *A&A*, **323**, 312.
- Wei, D.M. & Lu, T. , 1997b, 1998a, *Ap. J.* , 505, 252.
- Wei, D.M. & Lu, T. , 1997c, 1998b, *Ap. J.* , 499, 754.
- Wheaton, W.A. et al. , 1973, *Ap. J.* , **185**, L57.
- Wijers, R.A.M.J. , Rees, M.J. , Meszaros, P. , 1997, *MNRAS*, **288**, L51.
- Yoshida, A. et al. , 1997, *IAUC* No. 6593.

第九章 激变变星的 X 射线辐射

张忠勇 陈建生

§ 9.1 引言

激变变星是由一颗白矮星和一颗近主序小质量晚型星组成的致密双星,其中晚型星充满它的临界洛希瓣,从内拉格朗日点向白矮星传输物质.因为携带轨道角动量,晚型星流失的物质不能直接落到白矮星表面,而是通过粘滞过程在白矮星周围形成一个吸积盘.晚型星流失的物质最终通过吸积盘被吸积到白矮星表面.如果白矮星的磁场很强,晚型星流失的物质将沿着磁力线被吸积到白矮星的磁极,在磁极处形成一个吸积柱.在白矮星的引力或磁力作用下,吸积流产生观测到的剧烈爆发活动,例如矮新星爆发.连续吸积富氢物质最终也会导致白矮星表面的氢燃烧和热核爆炸,例如新星爆发.

激变变星的辐射以可见光和 X 射线为主,辐射能量主要来自于白矮星吸积晚型星物质释放的引力能.白矮星吸积单位原子核产生的能量可以高达 100 keV.吸积产能率(吸积光度)约为 $\dot{M}GM_{WD}/R_{WD}$,其中 \dot{M} 是吸积率, G 是引力常数, M_{WD} 和 R_{WD} 是白矮星的质量和半径.由光学观测确定的吸积率范围为 $10^{-11} \sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$,因此对典型的白矮星质量($\sim 1M_{\odot}$)和相应的半径($\sim 5 \times 10^8 \text{ cm}$),总的吸积光度可达 $10^{32} \sim 10^{36} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$,对距离为 100~300 pc 的大多数激变变星,相当于地面接收的流量为 $10^{-11} \sim 10^{-7} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.这一流量远大于爱因斯坦卫星和 ROSAT 卫星的探测极限.因此,如果激变变星的辐射有一半是 X 射线,激变变星就应该是极亮的 X 射线源.

按照光学爆发大小和谱的特征,激变变星分为新星、矮新星和

类新星. 按照白矮星磁场的强弱, 激变变星分为非磁激变变星和磁激变变星. 非磁激变变星泛指处于宁静态的新星、矮新星和部分类新星 (AM CVn 型星和 VY Scl 型星), 磁激变变星属于类新星. 在非磁激变变星中被吸积的物质形成完整的吸积盘, 在磁激变变星中被吸积的物质形成吸积柱, 而新星爆发时产生大量的高速物质喷射, 因此它们的 X 射线辐射在本质上完全不同. 以下我们分别介绍非磁激变变星、磁激变变星和新星的 X 射线辐射.

§ 9.2 非磁激变变星的 X 射线辐射

在大多数 ($\sim 90\%$) 激变变星中白矮星的磁场很弱, 对吸积流的影响可以忽略不计, 吸积盘一直延伸到白矮星表面. 若晚型星物质流失率大于 $\sim 10^{16} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, 吸积流形成光学厚的稳恒态吸积盘, 激变变星中稳恒态吸积盘最高温度为 $\sim 2 \times 10^4 (\dot{M}/10^{16})^{1/4} \text{ K}$; 若晚型星物质流失率小于 $\sim 10^{16} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, 吸积流形成光学薄的不稳定吸积盘, 不稳定吸积盘温度低于稳恒态吸积盘温度. 因此, 激变变星中吸积盘主要产生光学和紫外辐射. 吸积盘在光学和紫外波段的辐射光度约为总吸积光度的一半 (Frank et al., 1992).

在白矮星表面附近, 由于摩擦作用吸积流的开普勒速度很快衰减为白矮星的自转速度, 被吸积的物质在内盘边沿与白矮星表面之间形成一个边界层, 如图 9.1 所示. 如果吸积率大于 $\sim 10^{16} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, 边界层 (阴影区) 是光学厚的; 如果吸积率小于 $\sim 10^{16} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, 边界层 (点状区) 是光学薄的 (Pringle & Savonige, 1979). 光学厚边界层产生温度为 $\sim 2 \times 10^5 \text{ K}$ 的黑体辐射; 光学薄边界层产生温度为 $\sim 10^8 \text{ K}$ 的热轫致辐射. 如果白矮星不自转或自转较慢, 边界层的辐射光度约为总吸积光度的一半, 即非磁激变变星 X 射线光度量级应该为 $5 \times 10^{31} \sim 10^{35} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 若此, 在高吸积率状态时, 非磁激变变星应该是 EUV 和软 X 射线源; 在低吸积率状态时, 非磁激变变星是硬 X 射线源.

HEAO-1 对 SS Cyg 爆发态的观测表明 SS Cyg 是非常强的

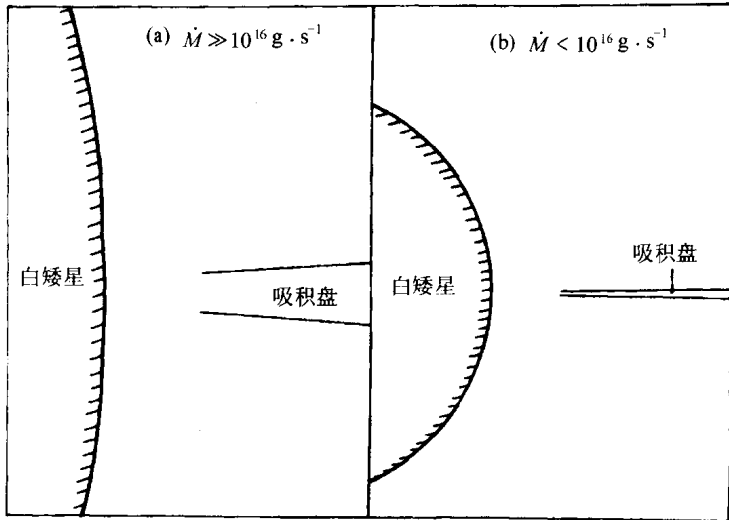


图 9.1 边界层模型示意图

软 X 射线源 ($kT \sim 30 \text{ eV}$), 发射区温度估计为 $3 \times 10^5 \text{ K}$, X 射线光度为 $2 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 相当于吸积率 $10^{-9} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$, 由此推测出辐射区面积约为白矮星表面积的 0.1% (Cordova et al., 1980). 对 U Gem 爆发态的观测也得到了同样的结果 (Cordova et al., 1984). 虽然温度的不确定性影响了对光度和辐射面积的估计值, 上述结果仍使我们相信软 X 射线产生于光学厚边界层.

高吸积率系统中光学厚边界层的有效温度完全决定了 X 射线卫星是否能探测到边界层产生的 EUV 和软 X 射线. 温度为 $2 \times 10^5 \text{ K}$ 的黑体辐射在 $\sim 0.05 \text{ keV}$ 处达到极大, 该值不仅小于大多数卫星探测器的低能截止能量, 而且位于星际介质氢的莱曼连续吸收区. 因此, 高吸积率系统中光学厚边界层产生的大多数辐射很可能是观测不到的 (Patterson & Raymond, 1985a). 只有大质量白矮星 (边界层的有效温度较高) 和近距离 (星际吸收较少) 的高吸积率系统才可能成为可观测的软 X 射线源. 迄今为止, X 射线卫星只在五颗矮新星 (SS Cyg, U Gem, VW Hyi, OY Car 和 RU

Peg)爆发时探测到软(0.12~1.0 keV)X 射线. 这五个源都是大质量白矮星和近距离系统. 奇怪的是, 高吸积率的盘吸积类新星没有一颗探测为软 X 射线源.

大多数光学较亮的非磁激变变星都被探测到了硬($\geq 1\text{keV}$)X 射线(Beuermann & Thomas, 1993), 对吸积率小于 $\sim 10^{16}\text{g} \cdot \text{s}^{-1}$ 的系统, X 射线光度和吸积率的关系 $L_X \simeq \dot{M}GM_{WD}/2R_{WD}$ 与观测结果一致(Patterson & Raymond, 1985b), 说明在低吸积率系统中边界层的确是光学薄的. 当吸积率稍大于 $\sim 10^{16}\text{g} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 观测到的硬(0.2~4.0keV)X 射线光度并不减少, 而是保持在 $\sim 10^{32}\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (见图 9.2), 说明硬 X 射线来自一个小的盘冕区, 盘冕区由白矮星吸积吸积盘光学薄大气产生. 硬 X 射线光度 L_X 和 X 射线光学流量比 F_X/F_v 与吸积率 \dot{M} 有本质的关系, 图 9.2 是观测结果与三种边界层模型结果比较. 图中虚线是 $kT=10\text{keV}$ 的光学薄边界层模型结果, 对低吸积率($<10^{16}\text{g} \cdot \text{s}^{-1}$)系统模型结

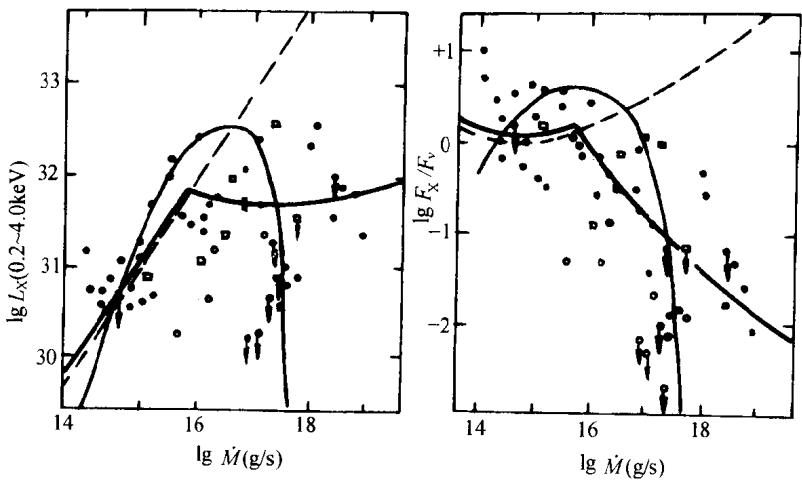


图 9.2 三种边界层模型预测的 L_X 和 F_X/F_v 与吸积率 \dot{M} 的关系与观测的比较

果与观测结果符合很好, 对高吸积率系统此模型很不成功; 细线是

Tylenda 的湍流边界层模型结果, 因为模型中冷却效率与吸积率成正比, 温度变化较大. 对低吸积率系统模型结果与观测结果符合较好但对高吸积率系统模型仍不成功; 图中粗线是 Patterson 和 Raymond (1985b) 的模型结果. 他们在模型中考虑了吸积盘大气产生的部分硬 X 射线辐射. 除了硬 X 射线光度很低的爆发态矮新星(图中圆圈表示), 模型结果与观测结果对高低吸积率系统都符合较好. 图 9.2 还显示 F_X/F_v 与吸积率 \dot{M} 成反比关系, 因此流量受限的 X 射线巡天将探测到光学更暗的低吸积率系统. 例如, ROSAT 可探测到视星等 $m_v \sim 17$ 的矮新星, 而只能探测到视星等 $m_v \sim 13$ 的类新星.

爱因斯坦卫星和 ROSAT 卫星观测到的非磁激变变星的硬 X 射线光度约为 $10^{30} \sim 10^{32} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (Cordova & Mason, 1983; Richman, 1996), X 射线光学流量比为 $0.001 < F_X/F_v < 10$. 高吸积率系统表现为硬 X 射线源似乎很奇怪. 其实, 高吸积率系统的 EUV 和软 X 射线光度比硬 X 射线光度大得多, 只是大部分 EUV 和软 X 射线光度都被星际介质吸收了.

采用 ROSAT PSPC (0.1~2.4keV) 的最新观测数据, Richman (1996) 系统研究了 37 个非磁激变变星的 X 射线谱, 结果表明原始 X 射线谱可用带吸收的光学薄热韧致辐射模型拟合. 模型中平均温度 $kT \sim 2.4 \text{ keV}$, 柱密度 $N_H \simeq 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. 但是在 0.2keV 和 0.8keV 处拟合谱的系统超出说明单温模型不能很好地描述 X 射线谱. ASCA 的观测结果也表明矮新星边界层的 X 射线谱具有多温等离子体谱特征 (Ishida et al., 1996).

激变变星中晚型星的星冕也能产生 X 射线辐射. 但是爱因斯坦卫星和 ROSAT 卫星的观测结果表明晚型星星冕产生的 X 射线光度小于 $10^{29} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 而激变变星的 X 射线光度远大于这一上限. 非磁激变变星的 X 射线辐射主要产生于吸积应该没有疑问的.

§ 9.3 磁激变变星的 X 射线辐射

磁激变变星中白矮星的磁场对吸积流有很大的影响,晚型星流失的物质将沿着磁力线被吸积到白矮星的磁极,在磁极处形成一个吸积柱,如图 9.3 所示.激变变星中吸积柱的特征温度约为 10^8K ,磁极区的最低温度在黑体近似下也大于 $\sim 10^5\text{K}$,因此磁激变变星注定是 X 射线源.事实上,大多数磁激变变星是 X 射线卫星发现的.

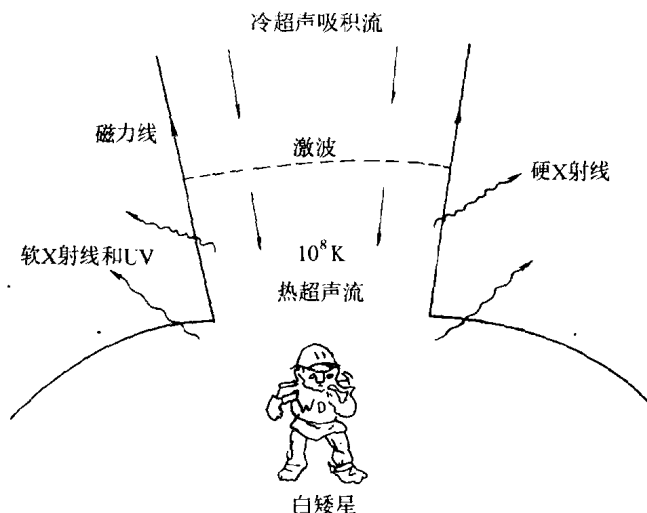


图 9.3 磁激变变星中吸积柱模型示意图

在磁激变变星中,标准吸积柱产生红外至硬 X 射线辐射.辐射流量分布主要由三种成分组成:(a) 吸积柱中产生的热轫致辐射($kT \sim 30\text{keV}$)以硬 X 射线为主;(b) 吸积柱中产生的回旋辐射以紫外线为主;(c) 吸积柱中产生的辐射约一半被磁极区白矮星大气吸收,磁极区白矮星大气产生的黑体辐射($kT \sim 40\text{eV}$)以 EUV 和软 X 射线为主.

按照白矮星的磁场的强弱,磁激变变星分为偏振星(AM Her 型星)和中介偏振星.在偏振星中,白矮星的磁场很强($11 \sim 75\text{MGs}$),白矮星的磁球半径大于它的洛希瓣半径.因此,(a)白矮星的自转与轨道公转同步;(b)吸积流直接从晚型星沿磁力线落向白矮星的磁极.在中介偏振星中,白矮星的磁场较弱,白矮星的磁球半径小于它的洛希瓣半径.因此,(a)白矮星的自转与轨道公转不同步;(b)吸积流可以形成吸积盘,但是内盘区被磁压瓦解,吸积流从盘中沿磁力线落向白矮星的磁极.下面我们分别介绍偏振星和中介偏振星的 X 射线辐射.

9.3.1 偏振星的 X 射线辐射

偏振星最早发现于 70 年代中期.1974 年,Bond 和 Tifft (1974)发现暗星 AM Her 的低精度光谱与激变变星光谱类似.通过对 AM Her 的高速测光,Berg 和 Duthie (1977)证实 AM Her 的确是激变变星,而且从位置相关发现 AM Her 是 X 射线源 3U1809+50.随后的一系列观测研究发现 AM Her 的视向速度、光学光变曲线、X 射线光变曲线和光学偏振都具有相同的 3.1h 周期.很强的圆偏振光说明系统中存在 $10 \sim 100\text{MGs}$ 的强磁场 (Tapia, 1977).到目前为止,已发现 50 多颗具有强磁场的 AM Her 型星,其中有近 30 颗是 ROSAT 卫星发现的 (Beuermann et al., 1995).

偏振星的硬 X 射线辐射比预期弱.只有 AM Her, EF Eri 和 BY Cam 被探测到较强的硬 ($>2\text{keV}$) X 射线辐射,平均光度为 $5 \times 10^{30} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (Chanmugam et al., 1991).偏振星的软 X 射线辐射非常强,但是星际介质中性气体的吸收 ($13.6 \sim 100\text{eV}$)使我们只能探测到近距离偏振星的软 X 射线辐射.由于没有吸积盘的偏振星的光学辐射流量较弱,偏振星的 X 射线光学流量比为 $3 < F_X/F_v < 300$.因此,ROSAT 可能已探测了视星等 $m_v < 20$ 的所有偏振星.

AM Her 的 X 射线谱如图 9.4 所示 (Rothschild et al.,

1981). $kT \sim 31\text{keV}$ 的光学薄热致谱与硬 ($2\sim 100\text{keV}$) X 射线流量分布拟合得很好. 取 $kT \sim 31\text{keV}$ 为吸积柱中激波温度的下限, 可以估计出 AM Her 中白矮星质量下限为 $0.71M_{\odot}$. 在 6.5keV 处谱中显示有铁的 K _{α} 发射线. 如果能确定发射线产生的区域(激波后, 激波前还是白矮星表面), 从铁线的等值宽度可推测出吸积率. EF Eri 和 BY Cam 的硬 X 射线谱与 AM Her 具有同样的特征. 此外, AM Her 的软 X 射线流量分布可用 $kT \simeq 15\sim 45\text{eV}$ 的黑体谱拟合.

标准吸积柱产生的软 X 射线和硬 X 射线光度相当, 即 $L_{\text{sx}} \simeq L_{\text{hx}}$. 然而, 对三个源 AM Her, QQ Vul 和 UZ For 的观测研究却发现 $L_{\text{sx}} \geq 5L_{\text{hx}}$. 理论上怎么解释呢? 一方面, 来自晚型星的吸积流(截面)是非均匀的, 中心密度高, 外壳密度低. 在非均匀柱吸积模型中硬 X 射线只能产生于吸积流的高密区, 因此硬 X 射线光度比标准吸积柱模型预期低; 另一方面, 部分吸积流可以向子弹一样穿进白矮星的光球层, 不产生硬 X 射线辐射, 而是为软 X 射线辐射提供吸积能量(Kuijpers & Pringle, 1982).

从 X 射线光度推测偏振星的吸积光度约为 $3 \times 10^{32} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 相当于吸积率约为 $2.5 \times 10^{15} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$. 该值比周期大于 $\sim 3\text{h}$ 非磁激变变星的晚型星物质流失率小一个量级以上, 与周期小于 $\sim 2\text{h}$ 的静态矮新星的吸积率相差不大.

随着双星轨道运动, X 射线发射区与观测者的相对位置发生周期变化. EXOSAT 和 ROSAT 观测得到的偏振星的 X 射线光变曲线有两个特征: (a) 轨道相位 $\varphi \simeq 0.0\sim 0.5$ 时光度约为零, $\varphi \simeq 0.5\sim 1.0$ 时光度类似高斯分布; (b) $\varphi \simeq 0.8$ 时光变曲线出现下沉(dips). 理论上解释如下: 如果吸积只发生在白矮星的一个磁极, 而且轨道倾角与磁轴方向满足一定条件, 那么, 观测者只能在 $\varphi \simeq 0.5\sim 1.0$ 时看到 X 射线发射区, 即探测到 X 射线. 当发射区正指向观测者时, 对应于 X 射线峰值, 此时下落气体的宽发射线应给出最大退行速度, 而且由于沿视线方向的气体柱密度极大, 产生强吸收. 光电吸收出现于 X 射线波段, 自由-自由吸收出现于光

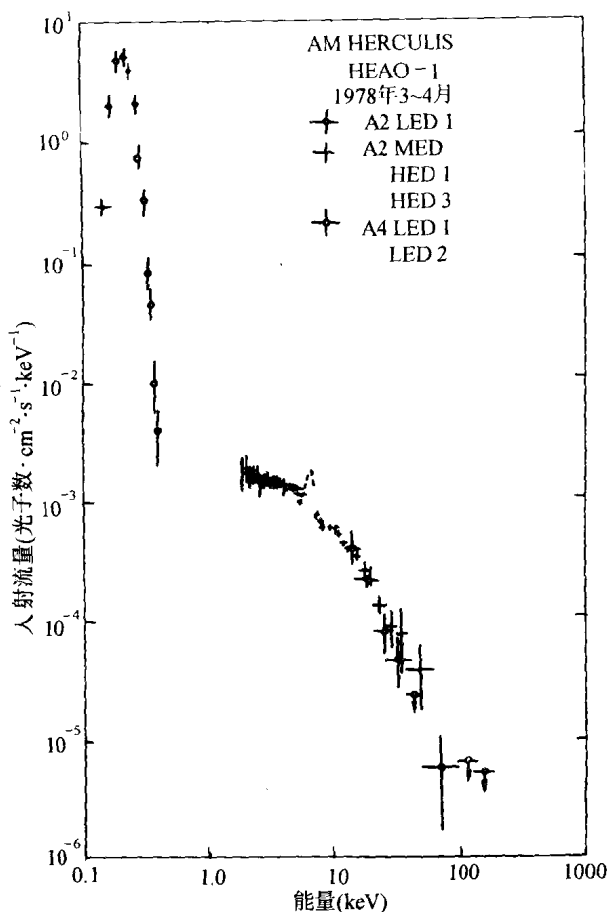


图 9.4 AM Her 的 X 射线谱

学和红外波段. 如果忽略光变曲线的不对称性和另一个磁极的吸积, 所有上述现象的确发生在同一时间(Mason, 1985). 此外, EXOSAT 对 AM Her, EF Eri, QQ Vul 和 V834 Cen 的观测发现, 软、硬 X 射线光变曲线中的下沉交替出现, 相位差 180°. 这可能是白矮星的两个磁极都有吸积造成的(Heise et al., 1985), 离晚型

星近的磁极区主要产生硬 X 射线,离晚型星远的磁极区主要产生软 X 射线.

偏振星还有两种普遍的 X 射线光变现象:时标几秒至几分钟的闪烁和时标几分钟的准周期振荡. 闪烁强弱随轨道运动变化的方式显示闪烁来自 X 射线发射区. 光学闪烁与硬 X 射线闪烁有强相关,软 X 射线闪烁与其它波段的闪烁没有相关. 因此,光学(回旋)辐射与硬 X 射线应产生于同一区域(吸积柱),而软 X 射线主要产生于另一区域(磁极区白矮星大气).

9.3.2 中介偏振星的 X 射线辐射

如果白矮星的磁场较弱,白矮星的磁球半径将小于它的洛希瓣半径(Chanmugan & Ray, 1984). 因此,(a) 白矮星的自转与轨道公转不再处于同步状态,观测上表现为光变的多周期现象(自转周期,轨道周期,拍周期等);(b) 吸积流可以形成吸积盘,但是内盘区被磁压瓦解,吸积流从盘中沿磁力线落向白矮星磁极,在磁极处形成一个吸积柱,观测上表现为 X 射线辐射;(c) 在吸积流的力矩作用下,白矮星的自转变快,最小自转周期为 $\sim 100\text{s}$,观测上表现为稳定的脉冲式辐射(脉冲星). 这类激变变星被定义为中介偏振星.

最早的两颗中介偏振星是在证认 X 射线源 2A 0526-328 和 H2252-035 时发现的. 2A 0526-328 被证认为具有 AM Her 型星光谱的 TV Col. 测光周期为 5h11.5min,测谱周期(轨道周期)为 5h29.2min,光变曲线还显示了 4.024d 拍周期变化. X 射线光变周期(自转周期)为 31.9 min. H2252-035 被证认为具有静态矮新星光谱的 AO Psc,光变曲线显示 3.6h 的轨道调制和叠加的 14.3min 光变, X 射线光变周期为 13.4min. 到目前为止,已发现了 20 多颗中介偏振星.

中介偏振星中的高吸积率($\sim 10^{17} \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$)使硬 X 射线流量比偏振星的约大 100 倍,吸积盘的存在也使光学流量较大,中介偏振星的 X 射线光学流量比为 $10 < F_{\text{X}}/F_{\text{v}} < 100$,小于偏振星的 X 射

线光学流量比. 因此 ROSAT 前的卫星基本上已发现了光学较亮的中介偏振星, ROSAT 巡天发现的待证认的中介偏振星是光学暗源.

与偏振星相反, 大多数中介偏振星没有显示可观测到的光学偏振. 只有 BG CMi 和 RE0751+14 被观测到显著的圆偏振光, 结果表明 BG CMi 和 RE0751+14 中白矮星的磁场强度分别约为 4MGs 和 8MGs. 因此, 中介偏振星中白矮星的磁场强度的确比偏振星的弱.

在中介偏振星中, 观测到的 X 射线辐射以硬 ($2\sim 20\text{keV}$) X 射线为主. 事实上在大多数中介偏振星中没有探测到软 X 射线. 这可能是因为磁场较弱, 磁极区磁力线锥较大, 导致吸积流加热的磁极区面积增大, 从而降低辐射温度, 使得辐射主要在 EUV 波段. 硬 X 射线光变曲线的观测也倾向于辐射来自一个较大的磁极区 (Osborne, 1988). 此外, 这也可能是因为吸收流是从盘中流向磁极, 在盘面上形成了一个“吸积帘”, 磁极区产生的软 X 射线大部分被“吸积帘”吸收了. 由于复杂的吸收, 观测到的中介偏振星的 X 射线谱很难拟合. 一般说来, X 射线谱有温度 $\geq 30\text{keV}$ 的韧致辐射特征.

中介偏振星的 X 射线光变曲线有两个特征: (a) 轨道调制, 所有中介偏振星的 X 射线光变曲线在轨道相位 0.8 处出现下沉 (dips). 这种现象起因于晚型星到吸积外盘的吸积流产生的光电吸收. (b) 自转调制, X 射线光变曲线呈现变幅与能量相关的准正弦变化和与轨道相位相关的下沉 (dips). 这种现象起因于 X 射线发射区与吸积帘的距离变化产生的与能量相关的光电吸收 (Norton, 1993), 在吸收较大的相位处表现为光变曲线下沉.

白矮星自转很快, 没有观测到硬 X 射线辐射的中介偏振星被定义为 DQ Her 型星. 任何自转周期小于 $\sim 150\text{s}$ 的中介偏振星都可能是 DQ Her 型星. 早在刚刚发现 X 射线脉冲星时, 就已观测到激变变星 DQ Her 光变曲线中有非常稳定的 71s 周期变化 (Lamb, 1974). 采用类似于 X 射线脉冲星的模型可以解释 DQ

Her 现象. 模型预言 DQ Her 也应是很强的硬 X 射线脉冲源. 奇怪的是, 预言的硬 X 射线从未被观测到. 没有观测到硬 X 射线的中介偏振星还有 AE Aqr 和 V533 Her. 理论上对 DQ Her 型星的解释如下: 在 DQ Her 型星中, 由于磁球半径接近于白矮星半径, 吸积流既不能形成边界层又不能形成产生硬 X 射线的吸积柱, 吸积流最终将弥漫于白矮星磁极区. 因此, DQ Her 型星的辐射以 EUV 为主. 在 DQ Her 型星中都观测到了较弱的光学偏振, 说明磁球半径很小主要起因于高吸积率. 的确, DQ Her 型星中的吸积率比一般中介偏振星的吸积率高.

此外, 在 V1223 Sgr 中探测到的强度与软 X 射线相关的 $\sim 0.5\text{MeV}$ 正电子湮灭辐射表明在中介偏振星中有粒子加速机制 (Briggs et al., 1991).

§ 9.4 新星的 X 射线辐射

在激变变星中, 连续吸积富氢物质最终会导致白矮星表面氢燃烧. 氢燃烧的方式依赖于白矮星的质量和吸积率. 对高吸积率 ($\geq 10^{-7} M_{\odot}/\text{a}$), 氢燃烧是稳定的; 对中等吸积率 ($10^{-7} \sim 3 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{a}$), 氢燃烧是间隙性的; 对激变变星中常见的低吸积率 ($\leq 3 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{a}$), 白矮星表面积累的氢在燃烧前处于简并态, 简并态下的氢燃烧非常迅速, 导致白矮星表面热核爆炸, 即新星爆发. 观测上有新星爆发的激变变星被定义为新星. 爆发后的新星 (静态新星) 与一般激变变星没有什么不同. 因此, 本节主要介绍新星爆发时的 X 射线辐射.

在新星爆发时, 白矮星喷出物总质量为 $10^{-5} \sim 10^{-4} M_{\odot}$, 喷射速度高达 $10^8 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. 喷射气体形成的激波将产生温度高达 keV 量级的 X 射线韧致辐射, 辐射光度约为 $10^{33} \sim 10^{35} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 爆发喷出的等离子气体冷却时标约为 10a. 在新星爆发晚期, 未逃逸的富氢气体被重新吸积到白矮星表面. 因为白矮星表面的温度仍然很高, 吸积导致稳定的氢燃烧. 吸积和氢燃烧产生的辐射总光度约

为白矮星的爱丁顿光度 $\sim 10^{38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 相当于吸积率高达 $\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{a}$. 在爆发晚期白矮星光球将产生光度 $\sim 10^{38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 有效温度为 $20 \sim 50 \text{ eV}$ 的黑体辐射. 若十分之一的喷出物被重新吸积到白矮星表面, 爆发晚期的吸积过程将持续 $10 \sim 100 \text{ a}$. 显然, 新星在爆发时将产生丰富的 X 射线辐射.

然而, 早期的硬 X 射线观测只能给出流量上限, 说明爆发时的新星在能区 $2 \sim 6 \text{ keV}$ 不是强源. 例如, Ariel V 观测过新星 NQ Vul 的爆发态, 但没有发现 X 射线辐射, 由此确定在能区 $3 \sim 7 \text{ keV}$ 它的 X 射线光度上限为 $5 \times 10^{35} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. SAS-3 对新星 V1500 Cyg 的爆发态的观测确定在能区 $1 \sim 10 \text{ keV}$, 它的 X 射线光度上限为 $2 \times 10^{32} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 现在发现的大多数新星距离很远 ($\sim 1 \text{ kpc}$), 而且多位于银盘中, 星际介质吸收使得能量低于 1 keV 的软 X 射线很难探测. 因此, 在软 ($0.1 \sim 4.0 \text{ keV}$) X 射线区, 虽然爱因斯坦卫星、EXOSAT 和 ROSAT 的灵敏度很高, 探测到的源仍然不多.

爱因斯坦卫星只观测到新星 V1500 Cyg 在爆发时的 X 射线辐射, 光学极大 1390 天后的软 X 射线流量为 $0.01 \text{ cts} \cdot \text{s}^{-1}$. EXOSAT 对 1983 年爆发的新星 GQ Mus 的观测得到了爆后 400 天至 900 天的软 X 射线光变曲线, 对 1984 年爆发的两颗新星 PW Vul 和 QU Vul 的观测得到了爆后至 900 天的软 X 射线光度曲线, PW Vul 和 QU Vul 爆发后 300 天内的软 X 射线流量增大. 如图 9.5 所示, GQ Mus 的前 4 个点, PW Vul 的前 3 个点和 QU Vul 的前 2 个点都是 EXOSAT 观测的. EXOSAT 对 GQ Mus 的观测表明发射源或者是受激波加热的星周气体, 产生光度 $L_x \simeq 10^{35} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的 1 keV 热韧致辐射, 或者是新星爆发后的白矮星光球, 产生光度 $L_x \simeq 10^{37} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的 35 eV 黑体辐射. 在爆发后的光学观测谱中没有发现冕线, 说明受激星周气体不可能是发射源. 新星 GQ Mus 爆发时的 X 射线辐射可以解释为质量 $0.8 \sim 0.9 M_{\odot}$ 的白矮星表面吸积氢 ($10^{-6} M_{\odot}$) 的持续 (700d) 核燃烧. 新星 PW Vul 和 QU Vul 的爆发上升时间和辐射强度也与热核爆发模型一致.

ROSAT 在探测面积, 指向精度和能量分辨率等方面都好于

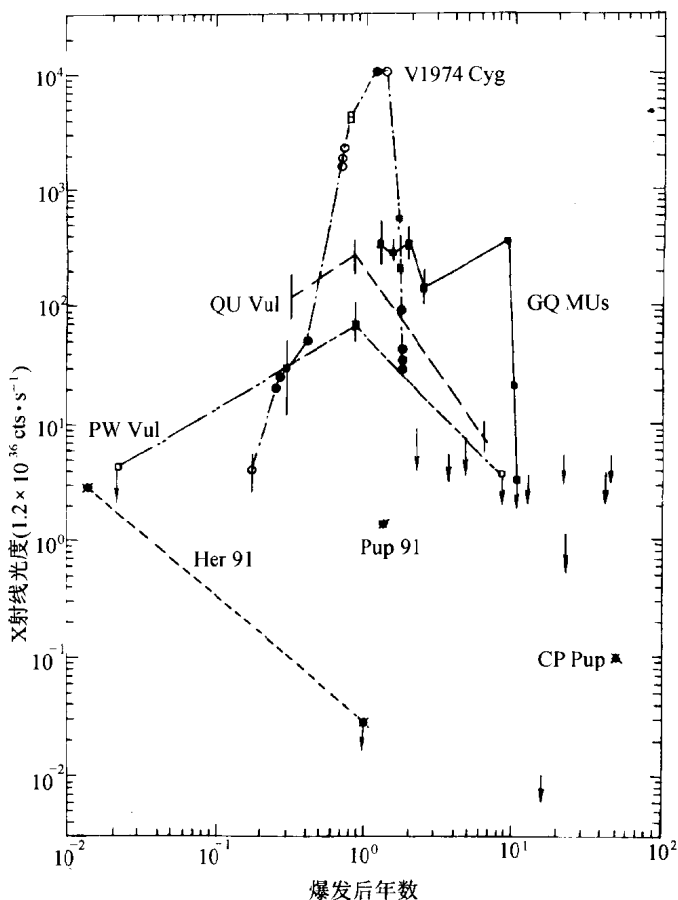


图 9.5 新星爆发后的 X 射线光变曲线

以前的卫星. 1992 年, ROSAT 巡天观测到爆发九年后的新星 GQ Mus 是很强的超软 X 射线源, X 射线谱可用温度为 $30 \sim 35\text{eV}$ 光度为 $10^{38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的黑体辐射谱拟合. 因此, 白矮星表面应有稳定的氢燃烧. 奇怪的是, 一年后 GQ Mus 的超软 X 射线光度衰减了几十倍(如图 9.5 所示). 事实上在 ROSAT 巡天中观测了 26 颗十年内爆发的新星, 只探测到 GQ Mus 有超软 X 射线辐射. 同年,

ROSAT PSPC 还观测到正好处于再次爆发的新星 V1974 Cyg , 观测显示非常强的超软 X 射线辐射, 流量高达 $10^2 \text{ cts} \cdot \text{s}^{-1}$. 在爆发的两年内的软 X 射线光变曲线显示 X 射线源具有典型的白矮星表面氢燃烧特征. ROSAT 观测到的另外两颗新星 Her 91 和 Pup 91 都是硬($\sim 1\text{keV}$)X 射线源. 对新星 Her 91 的三次观测分别在爆发后五天、一年和十九个月, 一年后新星 Her 91 的 X 射线光度小于 $10^{31} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 对新星 Pup 91 的观测在爆发后十六个月, X 射线光度约为 $10^{31} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$.

新星爆发后的 X 射线光变曲线如图 9.5 所示 (Ogelman & Orio, 1995), 图中显示: (a) 不同新星的光变曲线差别很大, 原因尚不清楚; (b) 爆发几个月内观测到的新星 Her 91, V1974 Cyg, QU Vul 和 PW Vul 的硬 X 射线 ($L_X \simeq 10^{33} \sim 3 \times 10^{34} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$) 很可能是激波气体产生的辐射; (c) 爆发后几年左右观测到两个超软 X 射线源, GQ Mus 和 V1974 Cyg. GQ Mus 和 V1974 Cyg 的超软 X 射线辐射分别持续约十年和两年, 远小于理论预期的时标 $10 \sim 100$ 年. (d) 爆发十年后观测到的 Pup 91, QU Vul 和 CP Pup 的硬 X 射线 ($L_X \simeq 10^{33} \sim 10^{34} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$) 是静态新星或激变变星的正常 X 射线辐射.

新星的 X 射线光度计算要求知道新星的距离. 有两种方法可以给出距离: 首先, 很多新星都被膨胀的云包围, 比较角膨胀率和谱线的多普勒位移可直接测量出距离. 其次, 爆发后的衰减率和绝对星等的经验关系可提供一个近似距离. 因此, 新星的 X 射线光度可能比其它的河内 X 射线源可靠得多. 但是新星是经历爆发后才被证认, 观测到的新星只是最近刚经历过爆发的源, 即新星的观测有很强的选择效应. 因此, 图 9.5 中小样本新星的 X 射线光变曲线给出的统计结果存在选择效应.

然而, ROSAT 巡天中观测了 26 颗十年内爆发的新星, 只探测到 GQ Mus 有超软 X 射线辐射. 这一事实说明只有特殊的系统才能成为超软 X 射线源. Ogelman 等人 (1993) 指出, 新星爆发后白矮星重新吸积晚型星物质时, 白矮星表面温度仍然很高, 辐照导

致的晚型星物质流失率可达 $10^{-7} M_{\odot}/a$, 因此吸积的富氢气体导致白矮星表面产生稳定的热核燃烧, 观测上表现为超软 X 射线源. 短周期系统中的辐照效应较强, 因此他们猜测短周期系统更可能成为超软 X 射线源. 事实上 GQ Mus 和 V1974 Cyg 的确是短周期系统, 它们的轨道周期分别为 85.5min 和 1.95h.

最后, 顺便介绍一下共生新星的 X 射线辐射. 共生新星是由一颗晚型巨星和一颗白矮星或主序星(主星)构成的相互作用双星, 其中主星吸积巨星星风物质. 吸积积累的氢在主星表面会导致热核燃烧, 出现类似于新星的爆发. Allen (1981) 认为再发新星 RS Oph 和慢新星 RR Tel 都是共生星. 爱因斯坦卫星对 19 颗共生星的巡天观测, 发现了三个 X 射线源: HM Sge, V1016 Cyg 和 RR Tel. 因为这三个源在过去四十年内有过时标很长的光学爆发, 而其它的共生星没有, Allen (1981) 认为 X 射线辐射是新星爆发的结果, 而与稳恒吸积无关, 因此共生星只能是暂现 X 射线源. 在共生星 CH Cyg 和再发新星 RS Oph 的爆发态探测到软 X 射线辐射可能证实了这一点. RS Oph 的观测结果几乎肯定软 X 射线产生于高速喷流与致密星云包层的相互作用. 然而在爆发后九个月, EXOSAT 对 RS Oph 的观测说明白矮星表面有持续核燃烧产生的超软 X 射线辐射. ROSAT 观测发现共生新星 RR Tel 也是超软 X 射线源 (Orio, 1995).

§ 9.5 结 论

综上所述, 我们得到以下结论:

(a) 在低吸积率状态时, 非磁激变变星是硬 X 射线源, 产生 X 射线效率较高, 但是低吸积率使源很弱. 在高吸积率状态时, 非磁激变变星是 EUV 和软 X 射线源, 辐射主要在 EUV 波段, 而且星际介质的莱曼吸收使源难以观测. 但是高吸积率的盘吸积类新星没有一颗被探测到是软 X 射线源仍然令人难以理解, 这意味着类新星与爆发态矮新星在本质上不同. 在高吸积率非磁激变变星中

观测到的硬 X 射线辐射主要产生于吸积盘大气.

(b) 理论上磁激变变星的软 X 射线黑体辐射比硬 X 射线韧致辐射强. 观测上偏振星表现为软 X 射线源, 而中介偏振星中表现为硬 X 射线源. 事实上在大多数中介偏振星中没有探测到软 X 射线, 中介偏振星中的“吸积帘”可能吸收了大部分软 X 射线.

(c) 新星刚爆发时是硬 X 射线源, 爆发后十年内可能是超软 X 射线源. 然而 ROSAT 巡天中观测了 26 颗十年内爆发的新星, 只探测到 GQ Mus 有超软 X 射线辐射, 说明只有特殊的系统才能成为超软 X 射线源.

激变变星在高吸积率状态可能是强 EUV 源, 这有待于 EUVE 的观测证实. 激变变星在低吸积率状态源很弱, 但 AXAF (Advanced X-ray Astronomy Facility) 有很高的灵敏性, 可能观测到比现在多十倍的激变变星 X 射线源, 而且 AXAF 能得到更高质量的硬 X 射线谱. EUVE 和 AXAF 的观测将使我们进一步了解激变变星的 X 射线辐射本质.

参 考 文 献

- Allen, D. A. , 1981, *MNRAS*, **197**, 739.
- Berg, R. A. and Duthie, J. G. , 1977, *Ap. J.* , **211**, 859.
- Beuermann, K. and Thomas, H. -C. , 1993, *Adv. Space Res.* , **13**, No. 12, p. 115.
- Beuermann, K. et al. , 1995, *Cataclysmic Variables*, A. Bianchini, M. Della Valle and M. Orio (eds.), Kluwer Academic Publishers.
- Bond, H. E. and Tiff, W. , 1974, *PASP*, **86**, 981.
- Briggs, M. et al. 1991, *Int. Astr. Union Circ.* , No. 5229.
- Chanmugan, G. and Ray, A. , 1984, *Ap. J.* , **285**, 252.
- Chanmugan, G. , Ray, A. and Singh, K. P. , 1991, *Ap. J.* , **375**, 600.
- Cordova, F. A. et al. , 1980, *Ap. J.* , **235**, 163.
- Cordova, F. A. and Mason, K. O. , 1983, *Accretion Driven Stellar X-ray Sources*, W. H. G. Lewin and W. P. J. van den Heuvel (eds.), Cambridge Univ. Press.
- Cordova, F. A. et al. , 1984, *Ap. J.* , **278**, 739.
- Frank, J. , King, A. and Raine, D. , 1992, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge Univ. Press.

- Heise et al. , 1985, *A&A*, **148**, L14.
- Ishida, M. , Fujimoto, R. and Matsuzaki, K. , 1996, Cataclysmic Variables and Related Objects, A. Evans and J. H. Wood (eds.), Kluwer Academic Publishers.
- Kuijpers, J. and Pringle, J. E. , 1982, *A&A*, **114**, L4.
- Lamb, D. Q. , 1974, *Ap. J (Letters)* **192**, L129.
- Mason, K. O. , 1985, *Space Sci. Rev.* , **40**, 99.
- Norton, A. J. , 1993, *MNRAS*, **265**, 316.
- Ogelman, H. and Orio, M. , 1995, Cataclysmic Variables, A. Bianchini, M. Della Valle and M. Orio (eds.), Kluwer Academic Publishers.
- Ogelman, H. , Orio, M. , Krautter, J. and Starrfield, S. , 1993, *Nature*, **361**, 331.
- Orio, M. , 1995, Cataclysmic Variables, A. Bianchini, M. Della Valle and M. Orio (eds.), Kluwer Academic Publishers.
- Osborne, J. P. , 1988, *Mem. astr. Soc. Italy* **59**, 117.
- Patterson, J. and Raymond, J. C. , 1985a, *Ap. J.* , **292**, 550.
- Patterson, J. and Raymond, J. C. , 1985b, *Ap. J.* , **292**, 535.
- Pringle, J. E. and Savonije, G. J. , 1979, *MNRAS*, **187**, 777.
- Richman, H. R. , 1996, *Ap. J.* , **462**, 404.
- Rothschild, R. E. et al. , 1981, *Ap. J.* , **250**, 723.
- Tapia, S. , 1977, *Ap. J (Letters)*, **212**, L125.

第十章 超新星遗迹、射电脉冲星的 X 射线辐射

汪珍如

§ 10.1 著名的中国超新星 SN1054 和蟹状星云

近二十多年来在许多国际天体物理会议中,各国学者相当频繁地提到了著名的中国超新星 SN1054 以及它的遗迹——蟹状星云.这是由于蟹状星云以及其中的脉冲星在近代天体物理的研究中占有非常特殊的地位.它在射电天文、X 射线天文、 γ 射线天文、非热辐射、宇宙射线起源、宇宙电动力学、高密物质物理学,以及引力理论等的研究中都扮演着一个相当重要的角色,在已知的几百个中子星中,蟹状星云当中的脉冲星向我们提供的信息最丰富.

国际上已相当一致地公认,蟹状星云是我国宋代历史书籍中所记载的“天关客星”.现把这些记录引录如下:

1. 至和元年五月己丑^①,客星出天关之东南,可数寸,岁余消没.

2. 嘉祐元年三月辛未^②,司天监言:“自至和元年五月客星晨出东方,守天关,至是没.”

《宋史·仁宗本纪》

3. 至和元年五月乙^③丑,客星出天关之东南可数寸.

《续资治通鉴长编》

4. 至和元年七月二十二日守将作监致仕杨惟德言:“伏睹客星出现,其星上微有光彩,黄色”.

《宋会要》

① 即 1054 年 7 月 4 日.

② 即 1056 年 4 月 17 日.

③ 这里的“乙”可能是转抄者的笔误,应为“己”.

5. 嘉祐元年三月,司天监言:“客星没,客去之兆也。”初,至和元年五月,晨出东方,守天关,昼见如太白,芒角四出,色赤白,凡见二十三日。

《宋会要》

除上述中国宋代史书中的记载外,日本也有关于此客星的如下记载。

6. 天喜二年四月中旬以后,丑时客星出觜参度,见东方,孛天关星,大如岁星。

《明月记》

综合上述记录,该星可见期共达 22 个月,是古代东方客星记录中除 AD1006 客星以外可见期最长的一个。几百年以后,在 1731 年,英国天文爱好者 Bevis 在金牛座发现了一个云状物,1844 年英国天文爱好者 Rosse 首先用“蟹状星云”给它命名,因为其外形像蟹。1921 年瑞典天文学家 Lundmark 注意到蟹状星云的位置

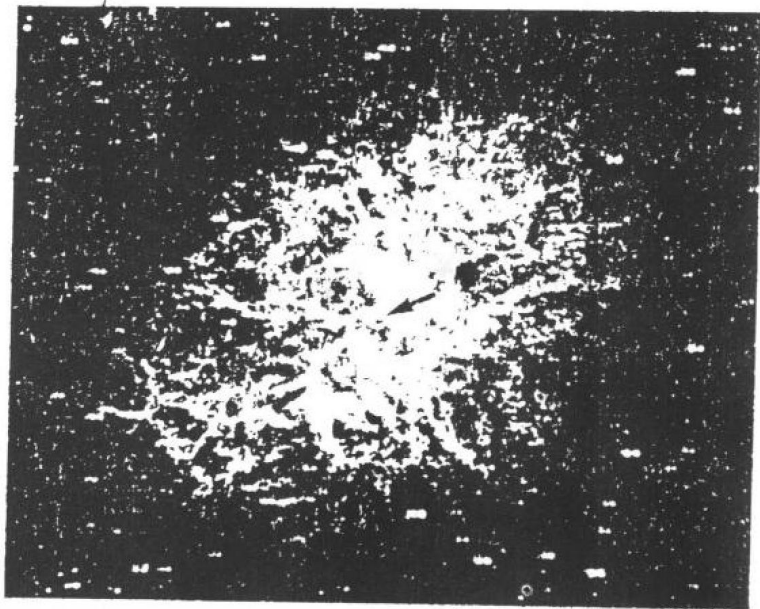


图 10.1 蟹状星云的光学照片箭头所指是其中的脉冲星

与 1054 年天关客星的位置相近,估计它们可能有关联,之后, Ducan 和 Hubble 等测出其膨胀速度. 1942 年荷兰天文学家 Oort 证认蟹状星云就是 1054 年超新星爆发的遗迹. 图 10. 1 是蟹状星云的光学照片. 图中箭头所指是蟹状星云脉冲星 PSR0531+21. 它以 $P=33\text{ms}$ 的周期在射电、红外、光学、紫外、X 射线和 γ 射线等全波段发出脉冲辐射如图 10. 2 所示. 就在该脉冲星发现的同年,Gold(1968)就提出用带有强磁场的快速自转中子星模型来解释它的脉冲辐射. 脉冲周期就是其自转周期. Ostriker 和 Gunn (1969)根据这一模型,利用 PSR0531+21 的周期 P 以及周期导数

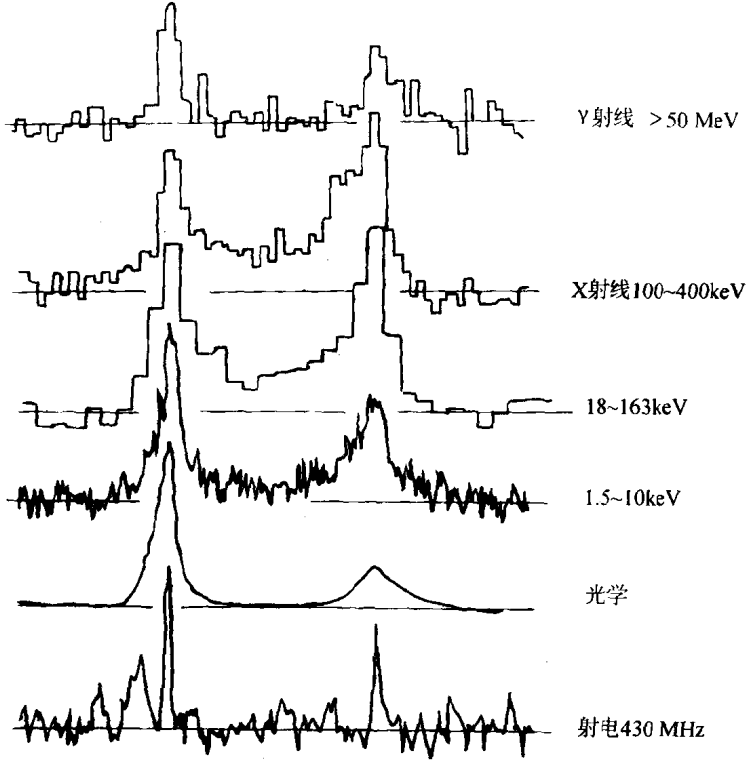


图 10.2 蟹状星云脉冲星在无线电、光学、X 射线和 γ 射线波段发出的脉冲发射, 周期是 0.033s(Beskin et al. , 1993)

的测定值 $\dot{P} = 423 \times 10^{-15}$ 成功地解释了蟹状星云及其脉冲星的辐射能都是由脉冲星的自转能提供的. 理由如下: 设脉冲星的自转能是

$$E = \frac{1}{2} I \Omega^2 \quad (10.1)$$

其中 I 为脉冲星的转动惯量, Ω 是它的自转角速度. 由于脉冲星自转逐渐变慢, 其自转能损率为

$$\dot{E} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} I \Omega^2 \right) = 4\pi^2 I P^{-3} \dot{P} \quad (10.2)$$

取 $I = 10^{45} \text{g} \cdot \text{cm}^2$, 把 PSR0531+21 的 P 和 \dot{P} 的数值代入上式, 得 $\dot{E} = 5 \times 10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 已知蟹状星云及其脉冲星从射电到 γ 射线全波段 ($10^7 \sim 10^{21} \text{Hz}$) 辐射的能量 $L = 2 \times 10^{38} \sim 3 \times 10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 可见 $L \lesssim \dot{E}$, 这表明蟹状星云整个系统辐射的能量完全可以藉其中的脉冲星 PSR0531+21 自转的变慢来提供能量. 他同时算出该脉冲星的年龄 $\sim 10^3$ 年, 与天关客星爆发至今的时间间隔相近. 有力地说明蟹状星云是公元 1054 年爆发的超新星的遗迹.

§ 10.2 超新星

超新星 (supernovae, 简写 SNe) 是指变化规模或变化幅度最大的一类爆发性变星. 其特征是在很短的时间内突然显著增亮或出现, 然后又缓慢减弱或消失. 超新星爆发时亮度为正常恒星的 $10^7 \sim 10^{10}$ 倍, 释放能量 $10^{50} \sim 10^{53} \text{erg}$. 是恒星层次最猛烈的爆发过程. 超新星一词是 Baade 和 Zwicky 在 1931 年首先提出来的 (Trimble, 1982), 以区别于爆发规模较小的典型新星. 近距的超新星爆发用肉眼就能观测到, 是银河系内最壮观的一种天象. 在观测仪器尚不发达的古代, 人们习惯于把突然极明亮地在天空出现一段时间, 然后又慢慢消失的星体形象地称为“客星”. 上节提到的“天关客星”就是最突出的一个例子. 我国古人对这类爆发性天体

有丰富的记录,在国际上占绝对优势,被认为是世界文化宝库之一。

我国古代这类记录最早见于殷商甲骨文时代,当时称之为新大星。称之为客星的记录是从汉代开始的。我国的历代书籍,如竹书年纪、汉书、后汉书、晋书、宋书、魏书、旧唐书、新唐书、唐会要、宋史、宋会要、明会要、文献通考、续文献通考以及一些地方志中均有不少这类记录。早在 19 世纪中叶法国汉学家 Biot 和德国的 Houmboldt 先后整理了中国古代在这方面的丰富资料。之后,根据古记录编制出古新星表的还有 20 世纪初德国的 Zinner、瑞典的 Lundmark 和日本的山本一清,还有 20 世纪中叶我国的席泽宗和薄树人(席,1955;席和薄,1965)、新加坡的何丙郁(Ho, 1962)以及 70 年代英国的 Clark 和 Stephenson(1977)和 80 年代我国的庄威风和王立兴等(1988)。

银河系自从 1604 年爆发过超新星后,已有近 400 年未观测到或记录到河内超新星。不过,由于超新星爆发时的亮度可与整个星系相比拟,用光学望远镜或射电望远镜可以观测到在河外星系出现的一些超新星。例如 1885 年就首次观测到位于仙女座大星云 M31 中的河外超新星 S And,通常记为 SN 1885 A。目前观测到的河外超新星已达一千个左右。因此,关于超新星物理特性的信息主要来源于大数的河外超新星和少数的历史超新星。

目前超新星的分类完全是建立在其观测特性的基础上。主要是依据超新星光度极大附近,光学光谱中有没有氢线而分成两大类(Minkowski, 1941; Zwicky, 1965): I 型超新星(SN I)没有氢线; II 型超新星(SN II)明显地出现氢线。这种分类法一直占着统治地位直到 1985 年。随着超新星样品的增加,特别是 SN 1983N, SN 1984L 和 SN1985F 的出现,仅分为两类已不满足要求。于是在 1985~1986 年间开始提出把 SN I 再分为 SN Ia 和 SN Ib。SN Ia 就是从前的经典的 SN I; SN Ib 是新出现的一种次型。新的次型 SN Ib 不仅仅没有氢线,而且也不出现 SN Ia 中最强的吸收线,即蓝移到 $\lambda 6150 \text{ \AA}$ 的 Si II $\lambda 6355 \text{ \AA}$ 谱线(Wheeler &

Levreault, 1985; Uomoto & Kirshner, 1985). SN Ib的峰值光度比SN Ia要低 $1.^m5$ 至 $2.^m$,且有明显的射电发射(Panagia et al., 1986). Porter 和 Filippenko(1987)总结了SN Ib的观测特性.

SN II 除了光谱中出现氢线外,它们各自在光谱、演化、峰值光度和光变曲线形式上都不尽相同,根据它们的蓝星等的光度曲线,SN II 已细分为SN II -L 和SN II -P(Barbon et al., 1979).后者在光极大后30~80日间光变曲线出现驼峰或称平台,而前者则否,只呈现平滑的衰减.SN II 通常没有SN Ia亮,极大时的平均绝对星等为 $-18.0 \pm 0.^m8$,比SN Ia暗 $2.^m$ 左右,且呈现较大的弥散;而SN Ia的峰值光度弥散很小,可作为宇宙学中的标准烛光.图10.3给出了SN Ia、SN II -L 和SN II -P 的标准光度曲线(Doggett & Branch, 1985),这里把光极大时的对应量作为纵、横坐标的零点,并用不同符号标出各观测者得到的SN1984L 的点子.由图显见SN1984L 的光度变化不能用上述三种光度曲线的任一种来描

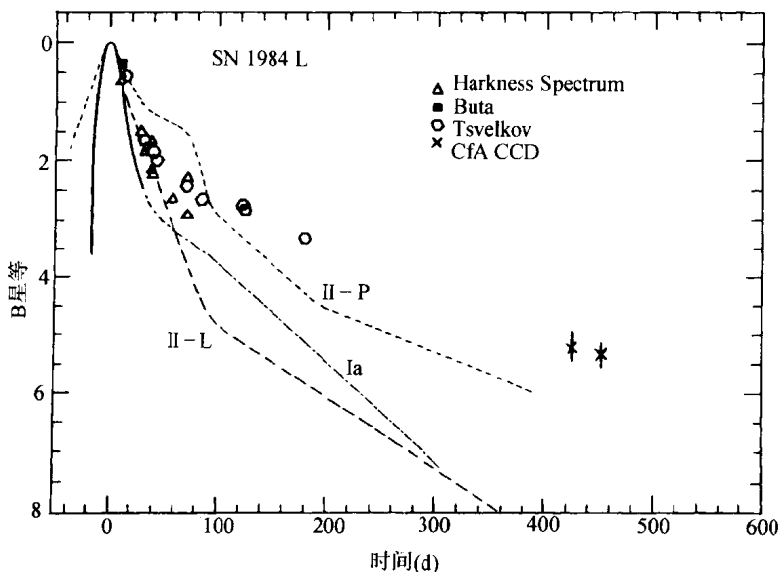


图 10.3 SN Ia、SN II -L 和 SN II -P 的标准光度曲线和 SN1984L 观测值的比较
(Schlegel & Kirshner, 1989)

述,而属于上面提到的新类型SN Ib. 图 10.4 就 SN1984L 和 SN1985F 给出SN Ib的光度曲线(Schlegel & Kirshner, 1989). 一般说来,纯粹根据光变曲线来对超新星进行分类会带来很大的不确定性. 原因在于通常对某个特定的超新星而言,不容易得到很完整的光变曲线,特别是对历史超新星,情况更是如此. 表 10.1 总结了各类超新星的观测特性(Weiler & Sramek, 1988; Panagia, 1987).

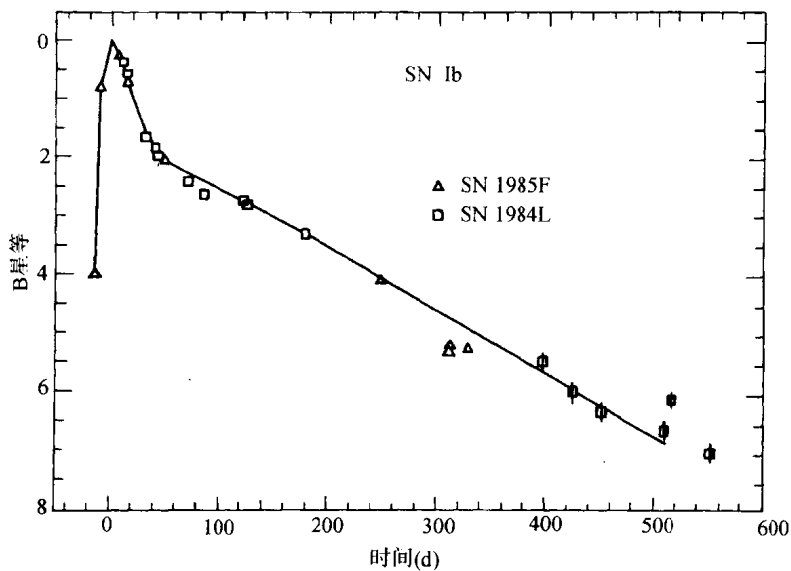


图 10.4 由 SN1984L 和 SN1985F 得到的SN Ib的光度曲线
(Schlegel & Kirshner, 1989)

表 10.1 详细概括了各类超新星的观测特性. 表中第二项是关于超新星的位置,这与超新星的起源有着紧密的联系. 由于 SN II 和SN Ib出现于旋涡星系,与旋臂和 H I 区密切关联,这表明 SN II 和SN Ib来源于大质量恒星的演化;而SN Ia正好相反,与旋臂无关,来源于低质量恒星的演化. 因此,极大附近光谱中是否出现氢线看来不是关于恒星演化最本质的指示. 目前一致认为,SN Ib 不出现氢线是大质量恒星在演化过程中由于恒星风的作用失去了

表 10.1 各类超新星的观测特性

特性	SN Ia	SN Ib	SN I-L	SN I-P
主要特征	无氢线	无氢线	有氢线	有氢线
位置	各类星系,与旋臂无关	旋涡星系,与旋臂和 H II 区有关	旋涡星系,与旋臂和 H II 区有关	旋涡星系,与旋臂和 H II 区有关
谱线	P Cyg 型谱线 $\lambda 6150$ 有深吸收 (Si II $\lambda 6355$ 线)	P Cyg 型谱线无 $\lambda 6150$ 吸收	P Cyg 型谱线复杂的光谱	P Cyg 型谱线复杂的光谱
抛射速度	$\geq 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$	$\geq 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$	$\leq 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$	$\leq 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$
绝对星等	-20^m , 均一	$-18.0^m \sim -18.5^m$	$\leq -18^m$ 不等	$\leq -18^m$ 不等
光度曲线形式	尖锐上升,然后以每日约 0.1^m 下降至近似 30 日,再按指数衰减,每日约 0.02^m	与 SN Ia 类似,在 30 日以后的衰减要慢些	尖锐上升,然后以每日约 0.05^m 下降至 100 日,再按指数衰减,每日约 0.01^m	尖锐上升,然后以每日约 0.03^m 下降至 30 日,接着是平台或驼峰至约 80 日,再以每日 0.05^m 下降至约 125 日,最后指数衰减每日约 0.006^m
红外	约 30 天时 in H 波段出现第二次极大,然后以每日约 0.05^m 快速衰减	峰值靠近光学极大时,无第二次极大,衰减慢,每日约 0.03^m	晚期有尘埃热发射	晚期有尘埃热发射
射电	没有检测到	强、陡谱 ($\alpha \simeq 1$) 快衰减约 $t^{-1.6}$	强、谱较平 ($\alpha \simeq 0.6$) 慢衰减 $t^{-0.7}$	情况尚不清楚

氢包层引起的. 由此看来, SN Ib与 SN I 都来源于大质量恒星, 它们之间的差异仅在于是否失去了氢包层; 而 SN I 自身的两种次型SN Ia和SN Ib有着本质的差异, 它们分别来源于低质量恒星与大质量恒星, 它们之间唯一的共同点是: 它们的前身星都是高度演化的, 几乎都失去了外层的全部氢, 以致光谱中不出现氢线. 目前已普遍认为, SN Ia是低质量恒星的演化结果. 它的爆发机制是: 处于双星系统中的吸积白矮星, 当其质量超过 Chandrasekhar 质量极限时产生的热核爆炸 (Chevalier, 1981; Sutherland and Wheeler, 1984; Nomoto et al., 1984). 由碳或氧白矮星的热核爆炸使整个恒星毁灭, 不留下任何致密遗迹. 藉助质量为十分之几太阳质量的 ^{56}Ni 的放射性衰变过程 $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ 就可以说明 SN Ia的光变曲线和它后期的发射光谱 (Kirshner & Oke, 1975). SN II 的特点是出现于旋臂, 光谱中有强的氢线和射电辐射. 目前

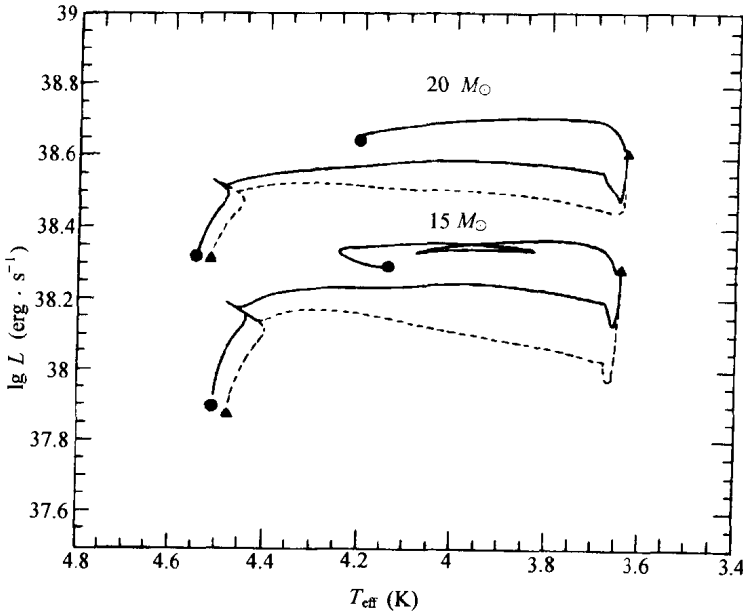


图 10.5 SN1987A 前身星的演化轨迹 (Woosley, 1988)

普遍认为 SN I 是具有氢包层的大质量($8M_{\odot} \leq M \leq 18M_{\odot}$)的恒星演化到晚期的结果. 它的前身星通常是红巨星, 由于铁核的引力塌缩, 放出大量中微子. 一方面内部形成中子星或黑洞, 另一方面抛出氢的外壳. SN II -P 光变曲线上的驼峰是由氢的复合产生的. SN II -P 和 SN II -L 的差别可能仅在于含氢量的多寡. SN Ib 被认为是已丧失其外部氢包层的大质量恒星演化的结果 (Wheeler & Levreault, 1985; Chevalier, 1986), 它没有非常延伸的大气, 但由前身星的恒星风形成的星周介质显然存在. 不少研究者提出 SN Ib 的前身星是 WR 星. Begelman 和 Sarazin (1986) 分析了一个 SN Ib (SN1985F) 的晚期光谱, 提出它至少发射 $5M_{\odot}$ 的氧. Schaeffer et al (1987) 计算了由 WR 星爆发导出的光变曲线与 SN Ib 的观测特性符合. 这些都强烈地说明 SN Ib 的前身星为 WR 星. 既可以是单星, 也可以是处于双星系统. 近来又发现了另一种称为 SN Ic 的次型, 典型的例子是 SN1994I 和 SN1987M 它的极大星等比 SN Ia 暗 4~5 等, 光极大时既没有氢线也没有氦线. 它的前身星是失去了氢壳层和大部分氦壳层的碳和氧星 (Nomoto et al., 1994, 1995).

1987 年在邻近星系大麦哲仑云爆发的 SN1987A 和 1993 年在 M31 爆发的 SN1993J 为研究超新星及其早期遗迹提供了极为珍贵的机会. 特别是对于 SN1987A, 至今已积累了十年多的资料. 它是近 400 年来首次用肉眼能观测到的超新星; 也是首次用全波段并在新水平上能仔细观测的一个超新星; 还是第一次检测到它的中微子发射的超新星; 另外它又是第一次能被确实地、具体地辨认出其前身星的超新星. SN1987A 在极大附近出现 P Cyg 型的巴耳末系谱线表明它是 SN II 型超新星. 但由紫外观测意外地确知它的前身星是一个 12^m 的 B3 I 星 (Kirshner et al., 1987), 而不是通常理论所预言的 SN II 的前身星为红巨星. SN1987A 的前身星为蓝超巨星的这一发现向天体演化学和超新星物理学提出了强烈的挑战. 后来人们认为这一方面是由于它的母星系 (大麦哲仑云) 的重元素含量偏低; 另一方面是前身星在恒星演化过程中有大量

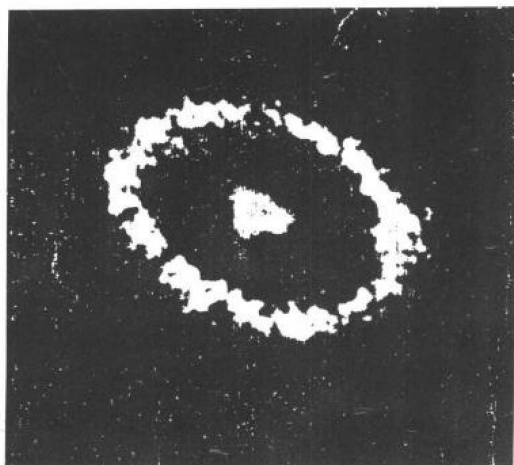


图 10.6a SN1987A 外围的星周环状物
(取自 Space Telescope Sci. Inst., 1990)

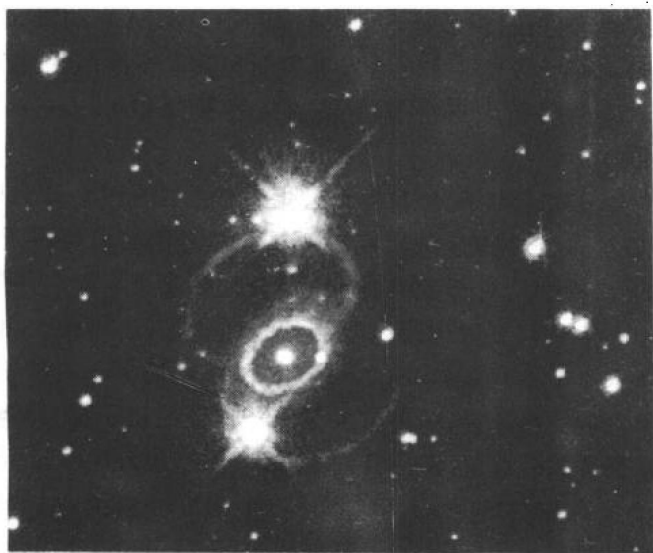


图 10.6b SN1987A 星周的三环结构是利用哈勃空间望远镜的 WFPC2 于 1994 年拍得的
(由 Kirshner、Challis 和 Pun 提供)

的质量流失. 这两种因素都会促使 SN1987A 的前身星经历蓝超巨星→红超巨星→蓝超巨星的演化进程. 图 10.5 在赫罗图上显示了这种演化轨迹(Woosley, 1988). SN1987A 前身星的这种演化观点似乎已经被 SN1987A 与它的星周介质相互作用的观测事实所证实(Fransson et al., 1989; Wamper et al., 1990; Jacobson et al., 1991). 图 10.6a 是哈勃空间望远镜用微弱天体照相机拍得的 SN1987A 的像. 在 SN1987A 的外围是发射[O III] λ 5007 线的星周环状物. 它是由 SN1987A 的前身星蓝超巨星的星风与其红巨星演化阶段的星风相互作用形成的. 1994 年 9 月在 CFA 的 Kirshner Challis 和 Pun(潘)利用经整修后的哈勃望远镜上的宽场行星照相机 2(WFPC2)拍得 SN1987A 外围存在更为复杂和美丽的三环结构(图 10.6b). 目前尚未有公认的物理模型去解释它, 并由此引起对其前身星到底是单星还是双星仍存在各不相同的观点.

§ 10.3 超新星遗迹和它的分类

超新星遗迹(SNRs)是指超新星爆发时向周围空间猛烈抛出的大量物质在膨胀过程中和周围介质相互作用形成云状、气壳状或其它不规则形状的延展型天体. 超新星遗迹与恒星演化(通过前身星)、核综合、宇宙射线、宇宙丰度、星际介质甚至恒星形成都有着密切的关系. 目前利用射电、红外、光学和 X 射线等手段在银河系内已观测到超新星遗迹共计 215 个(Green, 1991; 1993; 1996). 已知的超新星遗迹, 几乎全部都能在射电波段观测到; X 射线和红外观测到的只各占总数的 $\frac{1}{3}$ 至 $\frac{1}{2}$ 左右; 光学检测到的还要少些. 随着观测技术的改进与提高, 在银河系内的超新星遗迹数目还应该会有所增加. 超新星遗迹的研究已逐步扩展到河外. 直到 1993 年为止, 已观测到的河外超新星遗迹在大麦哲仑云有 32 个, 小麦哲仑云有 11 个, 在 M31 有 60 个, 在 M33 有 50 个等等. 根据

超新星遗迹的形态和观测特性,可把超新星遗迹分为壳层型、类蟹状星云型(实心型)和混合型三类(Weiler, 1985; 汪, 1986).

1. 壳层型

这类超新星遗迹具有壳层结构,观测上呈现为完整或不完整的环状.在目前已知的遗迹中,壳层型占多数.最显著的例子就是1572年爆发的第谷超新星和1604年爆发的开普勒超新星的遗迹.图10.7是3C10(第谷超新星遗迹)的射电像.是用剑桥5km射电望远镜在2.7GHz频率上得到的(Green & Gull, 1983).

壳层型超新星遗迹通常在射电波段发生非热辐射,具有较陡的幂律谱($S \propto \nu^{-\alpha}$, $\alpha \geq 0.3$),辐射呈现弱的线偏振.壳层中央无致密源.在光学波段和X波段,辐射大多具有热辐射性质,也呈现壳层结构.在光学波段常出现发射纤维,在 γ 射线波段有辐射的较少见.

2. 类蟹状星云型(Crab-like)或称实心型(Plerionic)

70年代以前,蟹状星云是唯一的非壳层型超新星遗迹,它没

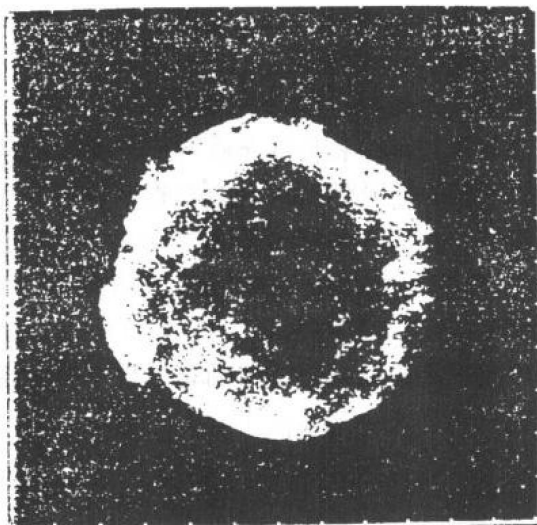


图 10.7 第谷超新星遗迹(3C10)的射电像
(Green and Gull, 1983)

有壳层,是实心型的(见图 10.1). 70 年代开始发现蟹状星云这些特征并非唯一(Weiler & Seielstad, 1971; Milne, 1971; Weiler, 1983), 还有一些超新星遗迹与蟹状星云类似,是实心型的. 比较明显的例子是 3C58, 图 10.8 是 3C58 的 2.7GHz 的射电像

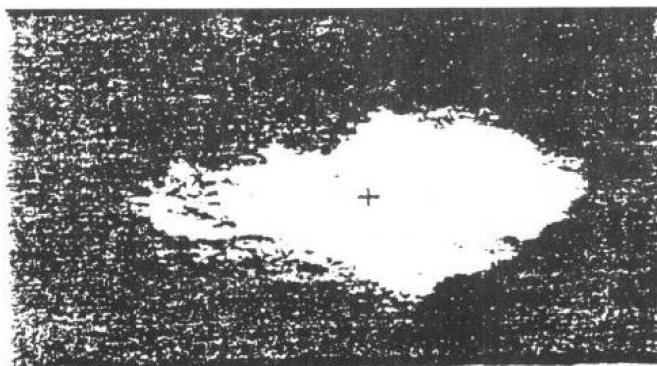


图 10.8 3C58 的射电像(Green and Gull, 1983)

(Green & Gull, 1983). 目前在银河系内已发现有十余个此类遗迹. 它们在形态上是中心充满,无壳层,亮度在中心最大,射电和 X 射线波段均呈幂律谱,属非热辐射. 谱比较平($S \propto \nu^{-\alpha}$, $\alpha \leq 0.3$), 辐射呈强的线偏振,中心一般都有致密源. 图 10.8 中的十字符号标出了 3C58 的致密 X 射线点源. 是 80 年代爱因斯坦天文台(Giacconi et al., 1979)检测到的,它的 X 射线辐射不呈现脉冲,可能是隐藏的中子星(Seward & Wang, 1988). 在光学波段,辐射通常呈非热的连续谱和热的纤维发射. 该类超新星遗迹有些还发出 γ 射线,除了蟹状星云和 3C58 外,这类遗迹比较公认的例子还有 MSH15-52、G21.5-0.9、以及大麦哲仑云中的 0540-69 等等.

3. 混合型

有些超新星遗迹既不是纯粹的壳层型,也不是纯粹的实心型,而是两者的混合或结合(Weiler, 1985). 即中心部分充满,外围具

有壳层结构.两部分分别具有上述对应类型的各自特性,船帆座超新星遗迹是这种混合型的一个典型的例子(见图 10.9),该遗迹内部的致密源是一个以 89ms 为周期的脉冲星 PSR0833-45,其它例子尚有 CTB80(Wang & Seward, 1984)和 W28 等.

上述的分类是以形态为主要特征来区分的.近年来,超新星遗迹的分类又有进一步的发展,其趋向是把超新星遗迹的分类与它的起源演化更紧密地联系起来.一方面是把类蟹状星云型和混合型合并成一类,称为实心和混合型.这类超新星遗迹被看作是由 SN II 爆发产生的.它们的共同特点是:中心都有致密源,是内部引力塌缩形成;至于外部是否有壳层;主要由局地的星际介质密度确定(Weiler, 1988).换句话说,由于局地星际介质密度的大小差异可能使 SN II 的遗迹区分为混合型或类蟹状星云型.另一方面,是把原有的壳层型根据它们的光谱现象区分为下列三个次型:强巴耳末线型、富氧型和演化型.下面将会看到这些次型和超新星的演化有着密切的关系.

1. 强巴耳末线型

这种次型首先是由 Mathewson(1983)在研究麦哲仑云中的超新星遗迹时提出来的.它的特点是:纤维壳层里中性氢的巴耳末线很强,而[O III]和[S II]的线很弱或不出现.后来发现银河系本身就有不少这种次型.它们是开普勒超新星遗迹、第谷超新星遗迹和 SN1006 的遗迹. Van den Bergh 称这种次型为第谷型.已经明确它们是由白矮星热核爆炸即 SN Ia 产生的年轻遗迹.

2. 富氧超新星遗迹

Mathewson(1983), Winkler 和 Kirshner(1985)先后定义了此种类型.其特点是发射纤维的[O III]线很强,具有很高的速度和速度弥散.这种富氧超新星遗迹通常位于 H II 区附近,一般被认为是大质量($M \lesssim 25M_{\odot}$)恒星爆发的结果.观测到的富氧物质是由恒星的深层内部抛射出来的. Van den Bergh(1988)提出银河系内 Cas A、Pup A 和 G 292.0+1.8 均属此型.在此类遗迹中,激波与前身星演化后期抛出的星周物质的相互作用变得很重要.很可能

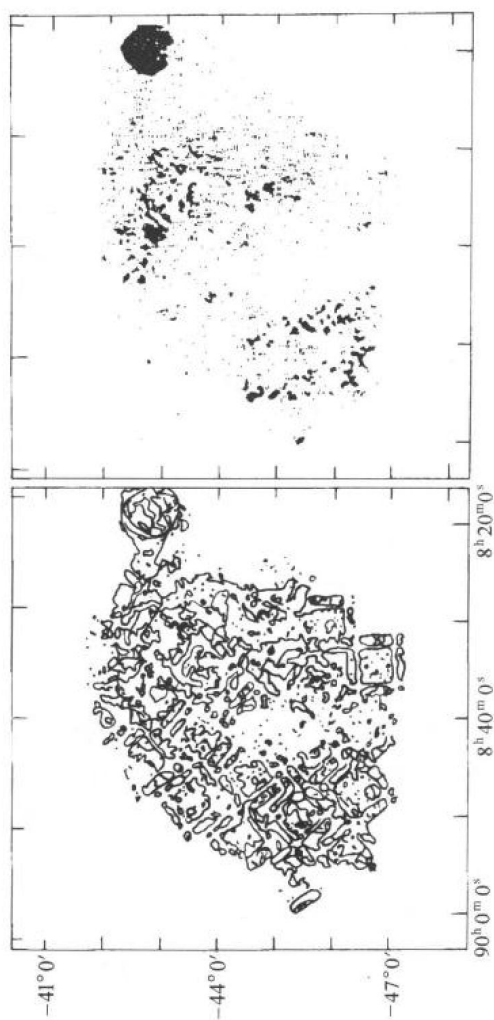


图 10.9 Vela 超新星遗迹的 IPC(0.6~4.5keV)像
(Seward, 1990)

是 SN Ib 爆发的结果.

3. 演化了的超新星遗迹

它的特点是由热发射纤维导出的 $\frac{[\text{S II}]}{\text{H}_\alpha} > 0.7$, 激波速度比较慢, 在 $50 \sim 200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 附近, 不难理解它也是 SN Ia 的遗迹, 但演化较快或年龄较大.

§ 10.4 壳层型超新星遗迹的演化

设超新星爆发时抛射至星际空间的物质质量 M_{ej} , 抛出的速度约为 $v_0 \simeq 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 动能 $E_0 \simeq 10^{51} \text{ erg}$. 在星际介质密度均匀的假定下, Woltjer (1972) 把超新星遗迹的演化过程分为自由膨胀相、绝热相、辐射相和消失相等四个阶段. 它至今仍是研究超新星遗迹演化的基本框架, 现把各阶段描述如下:

1. 自由膨胀相

在这一阶段中, 初始爆发能是最重要的. 超新星爆发后激波扫过的物质仍小于超新星爆发时所抛出物质的总质量. 即

$$\frac{4}{3} \pi r_s^3(t) n_0 \mu m_H < M_{ej} \quad (10.3)$$

其中 n_0 是均匀星际介质的初始数密度, $r_s(t)$ 是激波在 t 时刻达到的半径, μ 是星际介质的平均原子量. 在此期间, 抛出的物质将以常速度自由膨胀, 直至 (10.3) 式左右两端的量相等. 此时, 半径

$$R_0 = \left(\frac{3M_{ej}}{4\pi n_0 \mu m_H} \right)^{1/3} \simeq 2 \text{ pc} \left(\frac{M_{ej}}{M_\odot} \right)^{1/3} n_0^{-1/3} \quad (10.4)$$

在 (10.4) 式中, 对中性的星际介质取 $\mu = 1.4$, 与半径 R_0 对应的时刻为

$$t \simeq R_0 v_0^{-1} \simeq 200 \left(\frac{M_{ej}}{M_\odot} \right)^{1/3} n_0^{-1/3} \quad (\text{a}) \quad (10.5)$$

由 (10.4) 和 (10.5) 式显见, 如取 $M_{ej} = 1 M_\odot$ 和 $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$, 则自由

膨胀相维持到年龄 $t=200a$ 和超新星遗迹半径 $R_0 \simeq 2pc$ 处.

2. 绝热相

在绝热相, 与(10.3)式正相反, 激波扫过的物质已增至使下式成立.

$$\frac{4}{3} \pi r_s^3(t) n_0 \mu m_H > M_{ej} \quad (10.6)$$

此时, 辐射引起的能量损失与初始爆发能相比仍然完全可以忽略, 也就是说能量是守恒的. 应用由点爆炸产生的激波的自相似解 (Taylor, 1950; Sedov, 1959), 对于气体比热比值 $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{5}{3}$, 可以得到激波半径与时间的关系为 (Culhane, 1977):

$$R_s(pc) = 2.15 \times 10^{-11} \left(\frac{E_0}{n_0} \right)^{\frac{1}{5}} t^{\frac{2}{5}} \quad (10.7)$$

式中 $R_s(pc)$ 是以秒差距为单位的激波半径, t 是时间以年为单位, E_0 和 n_0 的单位分别是 erg 和 cm^{-3} . 激波速度可以由微分上式得到:

$$v_s(km \cdot s^{-1}) = 8.4 \times 10^{-6} \left(\frac{E_0}{n_0} \right)^{\frac{1}{5}} t^{-\frac{3}{5}} \quad (10.8)$$

由(10.7)和(10.8)式显见 $r_s^3 v_s^2$ 为常数, 这表示在此阶段系统的热能和动能分别守恒. 紧靠着激波后面的气体温度容易由强激波条件得到 (兰道和栗弗席兹, 1958)

$$T_s = 11.3 v_s^2 = 8.1 \times 10^{16} \left(\frac{E_0}{n_0} \right)^{\frac{2}{5}} t^{-\frac{6}{5}} \quad (10.9)$$

(10.7)~(10.9)式还可以用相当简单的方法近似得到 (McCray, 1987). 由(11.9)式不难看出, 在绝热相期间壳层的温度仍相当高, 通常有 $T > 10^6 K$, 发射 X 射线. 光子能量高于 1.5keV 的 X 射线主要由热韧致辐射等机制产生, 光子能量低于 1.5keV 的 X 射线主要由 C、N、O、Ne、Mg 等元素的强发射线贡献.

强激波后的密度 n_s 是未受扰动介质密度的 4 倍,即

$$n_s = 4n_0 \quad (10.10)$$

根据质量守恒,应有

$$4\pi R_s^2 \Delta R_s n_s = \frac{4}{3} \pi R_s^3 n_0 \quad (10.11)$$

其中 ΔR_s 为壳层的厚度,由(10.11)式易得壳层的厚度为

$$\Delta R_s = \frac{1}{12} R_s \quad (10.12)$$

假定整个壳层有同一的温度,则由激波模型导出的 X 射线光度为

$$\begin{aligned} L_x &= 4\pi R_s^2 \Delta R_s n_s^2 \Lambda(T) \\ &= \frac{16\pi}{3} R_s^3 n_0^2 \Lambda(T) \end{aligned} \quad (10.13)$$

其中 R 就是壳层的半径, $\Lambda(T)$ 是单位密度等离子体的体积发射率或冷却率.

不少研究者计算了在日冕近似下等离子体的冷却率. 图 10.10 是 Gaetz 和 Salpeter(1983)导出的辐射冷却率. 图中指出了不同元素对冷却率的贡献. 在分析超新星遗迹的 X 射线辐射时, 应针对所用检测器可适用的能域, 用 $\Lambda(\Delta E, T)$ 代替(10.13)式中的 $\Lambda(T)$. 其中 $E \pm \frac{\Delta E}{2}$ 就是检测器所观测的或分析者所截取的实际波段. 譬如对爱因斯坦天文台的 IPC(成像正比计数器), 它是 0.2~4keV; 对于 HRI(高分辨成像器), 它是 0.15~4keV 等等. 目前观测到的超新星遗迹大多处于绝热相. (10.13)式常被应用. 实际上(10.13)式也可用于自由膨胀相.

3. 辐射相

辐射相具体从何时开始, 不同研究者采用不同的冷却曲线, 以及略为不同的始点. 例如 Falle(1981, 1988)提出了当激波面后气体温度达到 $5 \times 10^6 \sim 6 \times 10^6 \text{K}$, 也就是辐射冷却曲线达到极大值时, 辐射冷却再不能忽略, 辐射相从此开始. 对应地, 就得到进入辐

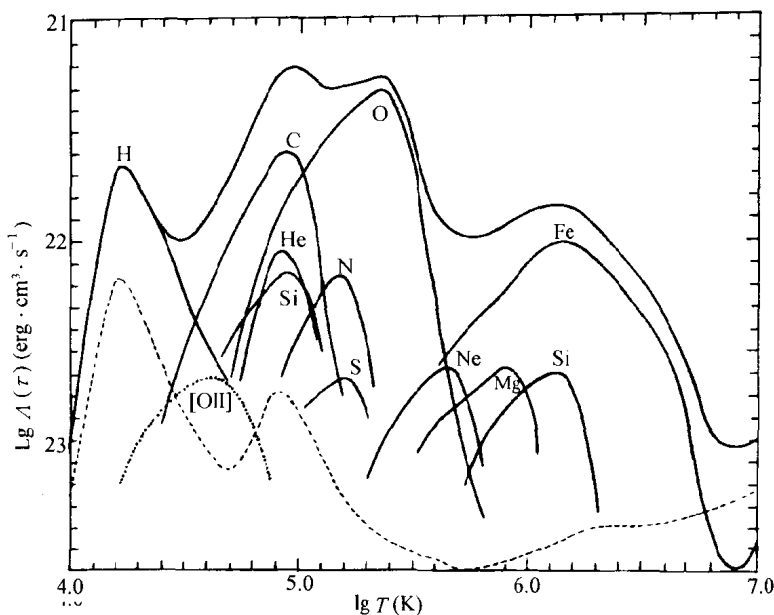


图 10.10 在日冕近似下等离子体的冷却率.

(Gaetz & Salpeter, 1983)

射相的时间,超新星遗迹的半径和膨胀速度为

$$t_c(a) = 2.7 \times 10^4 E_{51}^{0.24} n_0^{-0.52} \quad (10.14)$$

$$R_c(\text{pc}) = 20 E_{51}^{0.295} n_0^{-0.409} \quad (10.15)$$

$$v_c(\text{km} \cdot \text{s}^{-1}) = 280 E_{51}^{0.055} n_0^{0.111} \quad (10.16)$$

其中 $E_{51} = \frac{E_0}{10^{51}}$.

也有人从超新星遗迹发射出去的能量已达到爆发能 E_0 的 $\frac{1}{2}$ 或 $\frac{1}{3}$ 出发作为辐射相的起点,得到与(10.4)~(10.6)式大同小异的结果(Lozinskaya, 1992).

在辐射相期间,壳层温度已冷却到 $10^4 \sim 10^5$ 附近,X 射线辐

射已经远小于绝热相阶段. 由于辐射的损失, 壳层逐塌缩成一个又冷、又密且又薄的壳层. 它被内部热的、低密度的气体绝热膨胀的压力所推动, 形成了所谓压力驱动的雪耙相. 此时, 系统的内能 E_T 将由于压力作功而减小, 即有

$$\frac{dE_T}{dt} = -4\pi R_s^2 P \frac{dR_s}{dt} \quad (10.17)$$

$$\frac{4}{3}\pi R_s^3 P = (\gamma - 1)E_T \quad (10.18)$$

而壳层的动量方程为

$$\frac{d(Mv_s)}{dt} = 4\pi R_s^2 P \quad (10.19)$$

其中 P 是内部热气体的压力. 这里假设薄壳层的厚度比半径小得多, 而且内部热气体的质量远小于壳层质量, (10.17)~(10.19)式的解为 (Mc Kee & Ostriker, 1977; Blinnikov et al., 1982)

$$R_s(\text{pc}) = 38(E_T)^{\frac{5}{21}} n_0^{-\frac{5}{21}} \left(\frac{t}{10^5 \text{a}} \right)^{2/7} \quad (10.20)$$

$$v_s = \frac{2}{7} \left(\frac{R_s}{t} \right) \quad (10.21)$$

Mc Kee 和 Ostriker 认为这一阶段可发展至内部气体压力与外部星际介质压力相平衡为止.

许多研究者用流体动力学的数值模拟方法在各种不同近似下, 对绝热相和辐射相等各阶段做了大量的工作 (Lozinskaya, 1992). 这里特别提出的是 Cioffi, Mc Kee 和 Bertschinger (1988) 在压力驱动雪耙相中考虑了辐射损失, 用数值模拟方法得到了数值解, 其结果可以用下述偏置的幂律解来相当准确地拟合或代替:

$$R_s = R_{\text{PDS}} \left(\frac{4}{3} \frac{t}{t_{\text{PDS}}} - \frac{1}{3} \right)^{\frac{3}{16}} \quad (10.22)$$

$$v_s = v_{\text{PDS}} \left(\frac{4}{3} \frac{t}{t_{\text{PDS}}} - \frac{1}{3} \right)^{-\frac{7}{10}} \quad (10.23)$$

其中 R_{PDS} 和 v_{PDS} 分别是压力驱动雪耙相开始时刻 t_{PDS} 时激波的半径和速度. (11.22) 和 (11.23) 式的适用范围是

$$1 < \frac{t}{t_{\text{PDS}}} < 35$$

当超新星遗迹的壳层内外压力差不多时, 它的动量不再增加, 超新星遗迹进入动量守恒阶段. Oort (1946) 早就从动量守恒出发描写超新星遗迹在后期的演化, 得到 (Woltzer, 1985): $R_s \propto t^{\frac{1}{4}}$ 和 $R_s = 4v_s t$. 利用它可以相当准确地描述老遗迹的演化.

4. 消失相

当壳层的膨胀速度与星际介质的热运动速度相近, 约为 $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 超新星遗迹与周围介质已分不出来, 逐消失于星际介质中.

超新星遗迹演化的实际情况自然比上面描述的演化框架要复杂得多, 主要原因有下述几点:

(1) 上述超新星遗迹演化模型假定了星际介质是均匀的, 实际上星际介质远非均匀. 譬如在低密度中温和高温的弥漫气体 (或称云际介质) 背景上往往散布着大量的原子云 ($T \sim 100 \text{ K}$) 和分子云 ($T \sim 10 \text{ K}$), 以及空洞或泡等等, 也就是说星际介质是多相的. 这都会使超新星遗迹的演化偏离上述对均匀介质所成立的规律. 例如 McKee 和 Ostriker (1977) 就考虑了云的蒸发.

(2) 超新星的演化与前身星有着密切关系. 前身星是什么类型, 是否抛射物质, 是否有恒星风或星风扫出的空洞等等. 由此形成的星周介质影响着超新星遗迹的早期演化.

(3) 正如 McKee (1974) 指出的, 超新星的爆发物向外抛射碰到星际介质时受到减速, 这将导致一个逆激波向内传播. 逆激波的速度比主激波的要小. 因此, 对一些年轻的特别有大量星周介质的超新星遗迹, 逆激波的作用不可忽略, 它常表现为 X 射线谱中的

低温分量.

超新星遗迹演化的研究严格说来是非常困难的. 如果把辐射冷却、磁场、热传导、蒸发以及上述提到的一些因素都考虑在内, 演化问题将是不可思议的复杂. 因此, 目前尚不可能有普适的、严格的超新星遗迹演化的理论和模型, 上述提到的演化的基本框架仍可以作为第一近似. 对具体的超新星遗迹或其具体现象, 抓住其主要因素而忽略其它较为次要的因素来进行研究将是一种行之有效的办法.

§ 10.5 类蟹状星云型超新星遗迹的演化

在 § 10.3 中已经指出, 在超新星遗迹中类蟹状星云与占大多数的壳层型比较起来, 有下述明显的不同: 它是中心增亮而非边缘增亮的; 辐射呈强偏振, 具有非热的较平的幂律谱; 在这类遗迹中, 一般都有脉冲星、中子星或 X 射线点源 (Seward & Wang, 1988, 汪, 1986). X 射线观测发现它们的形态都呈现为延伸的、中心增亮的云 (Seward, 1989). 研究表明, 这种云是由相对论性电子的同步加速辐射产生的. 由于发射 X 射线同步加速辐射的相对论性电子的寿命是比较短的, 只有年的量级, 相对论性电子不可能是在超新星爆发时就发射出来并维持到现在的. 就算最年轻的蟹状星云, 年龄也有九百多年了. 因此, 普遍认为, 类蟹状星云是由其中央脉冲星连续不断地供能的. 它的能源就是脉冲星或中子星的自转能. 脉冲星的自转速度逐渐变慢, 把自转能转化为相对论性质点的能量和磁场能量.

脉冲星的自转减慢规律可以一般地写为 (Marchester & Taylor, 1977)

$$\dot{\Omega} = -A\Omega^n \quad (10.24)$$

其中 Ω 为脉冲星的自转角速度, $\dot{\Omega}$ 是 Ω 对时间的一阶导数, A 是常数, n 称为制动指数. 对于磁偶极模型, $n=3$. 实际上可以通过测量

脉冲星自转角速度及其第一、二阶导数来得到实测的 n 值, 因为由 (10.24) 式, 易得

$$n = \frac{\Omega \ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} \quad (10.25)$$

例如对于蟹状星云脉冲星 (PSR0531+21)、PSR1509-58 和 PSR0540-69, n 的实测值分别为 2.51 (Lyne et al., 1988)、2.83 (Manchester et al., 1985) 和 2.04 (Gouiffes, 1992). 积分 (10.24) 式, 易得

$$\Omega = \frac{\Omega_0}{\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\frac{1}{n-1}}} \quad (10.26)$$

其中 Ω_0 为 $t=0$ 时脉冲星的自转角速度, τ 为脉冲星自转减速的特征时标. 明显地有

$$\tau = [(n-1)A\Omega_0^{n-1}]^{-1} \quad (10.27)$$

通常 $\tau=300\sim 700$ 年. 脉冲星的自转能是 $\frac{1}{2}I\Omega^2$, 把 (11.24) 式代入脉冲星的自转能损率, 得

$$\dot{E} = I\Omega \dot{\Omega} = -AI\Omega^{n+1} \quad (10.28)$$

把 (10.26) 代入 (10.28) 式, 并记 \dot{E} 为 $L(t)$, 则有

$$\begin{aligned} L(t) = \dot{E} &= -AI \frac{\Omega_0^{n+1}}{\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\frac{n+1}{n-1}}} \\ &= \frac{L_0}{\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^p} \end{aligned} \quad (10.29)$$

其中 L_0 是 $L(t)$ 在 $t=0$ 时的数值, 分母中的指数

$$p = \frac{n+1}{n-1} \quad (10.30)$$

p 的数值通常在 1.8 至 2.7 之间, 对于磁偶极模型, 理论值 $p=2$; 对于蟹状星云脉冲星, 观测值 $p=2.3$.

Pacini 和 Salvati(1973) 首先依据(10.29)式研究了类蟹状超新星遗迹的演化. 他们提出的模型是把该类遗迹看作是一个均匀地充满相对论性质点和磁场的一个泡, 泡的能量是由其中的脉冲星提供的. 假定相对论性质点和磁场之间没有能量交换, 是独立地变化的. 设脉冲星注入磁场和相对论性质点的能量分别为 aL 和 bL , 而且 $a+b<1$ (Salvati, 1987). 其中的 L 就是脉冲星在 t 时刻的能损率, 它由(10.29)式确定. 设入射的电子谱是平的幂律谱, 一直延展到电子能量的极大值 E_{\max} 处, 则电子谱可表示为

$$j=KE^{-\gamma} \quad (E<E_{\max}, 1<\gamma<2) \quad (10.31)$$

其中电子谱指数 γ 的取值是考虑到该类遗迹的辐射谱指数 $\alpha \simeq 0 \sim 0.5$. 根据电子谱指数与辐射谱指数的熟知关系 $\gamma=2\alpha+1$, 马上可得上式中 γ 的取值范围.

在任一时刻, 注入相对论性质点的总能量为

$$\int_0^{E_{\max}} jEdE = \frac{KE_{\max}^{2-\gamma}}{2-\gamma} = bL \quad (10.32)$$

至于泡的半径, Pacini 和 Salvati 视为时间 t 的已知函数, 服从某种运动学规律. 如线性膨胀或用 Sedov 近似等等 (Salvati, 1987).

现在假定泡的半径为 R , 磁场强度为 B . 总磁能 W_B 显然是 $\frac{R^3 B^2}{6}$, 而 W_B 随时间的变化率可写为

$$\frac{dW_B}{dt} = -\frac{W_B}{R} \frac{dR}{dt} + aL \quad (10.33)$$

(10.33)式中第一项为泡绝热膨胀时磁能的损失率, 第二项为脉冲星单位时间注入的磁场能量.

当磁场强度已知后, 易得单电子能量 E 的变化规律:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{E}{R} \frac{dR}{dt} - C_1 R^2 B^2 \quad (10.34)$$

其中 C_1 是常数. (10.34) 式右端第一项为绝热膨胀引起的电子能量损失率, 第二项为同步加速辐射的能损率 (Rybicki & Lightman, 1979). (10.34) 式也可以写为

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{ER} \right) = C_1 \frac{B^2}{R} \quad (10.35)$$

积分后, 得

$$\frac{1}{ER} - \frac{1}{E_0 R_0} = C_1 \int_{t_0}^{t_1} \frac{B^2}{R} dt \quad (10.36)$$

上述工作最明显的近似是: (1) 相对论性粒子能量和磁场能量各自独立变化, (2) 泡与超新星爆发时抛出的物质 (或壳层) 以及扫过的星周介质完全无关.

Reynolds 和 Chanan (1984) 假定泡的半径 $R \propto t^3$ 和磁场强度 $B \propto t^{-6}$ 并在磁场和相对论性质点能量之间有一固定比值的情况下, 研究了该类遗迹的演化.

Reynolds 和 Chevalier (1984) 更一般地讨论了两种情形, 第一种是忽略磁场与相对论性质点之间的相互作用, 即它们两者是独立变化的; 第二种是两者不断地相互作用, 以致磁场和相对论性粒子的能量等分.

至于超新星抛射物质的情况, Reynolds 和 Chvalier (1984) 是按下述两种模型来加以区分的. 一种是物质抛射均匀, 另一种是物质抛射分为一个快速壳层和一个慢速核.

Reynolds 和 Chvalier (1984) 把由相对论性质点和磁场构成的泡的演化分为四个相:

(1) 泡在慢速核 (或均匀发射的物质) 中膨胀, 直到把整个慢速核扫光或 $t = \tau$;

(2) 若核在 $t = \tau$ 之前就被扫光, 则泡的壳层以不变的质量继续得到能量并加速;

- (3) 从 $t=\tau$ 开始, 脉冲星注入能量开始锐减;
 (4) 逆激波从快壳层传回出现在时间

$$t_{\text{rev}} \simeq 10^4 \left(\frac{M_0}{15M_\odot} \right)^{\frac{5}{6}} E_{51}^{-\frac{1}{2}} n_c^{-\frac{1}{3}} \quad (10.37)$$

由此可见, 这个模型是把纯动力学演化模型叠加上随时间变化的能量注入率, 以及上面提到的相对论性质点和磁场两者的绝热损失和前者的同步辐射损失上。

Reynolds 和 Chevalier (1984) 把上述理论模型得到的超新星遗迹在 1GHz 上的射电表面亮度 $\Sigma_v = \frac{L_v}{4\pi d^2}$ 和其线直径 D 的关系表示于图 10.11 和图 10.12. 图 10.11 是相对论性粒子能量和磁场能量不等分的情况; 图 10.12 是对应于等分的情况. 图中点线的部分是指由于自由-自由吸收过程使遗迹不可见. 图 10.11 和图 10.12 中的曲线 F 和 G 是指物质均匀抛射的情况; A 和 C 是指抛

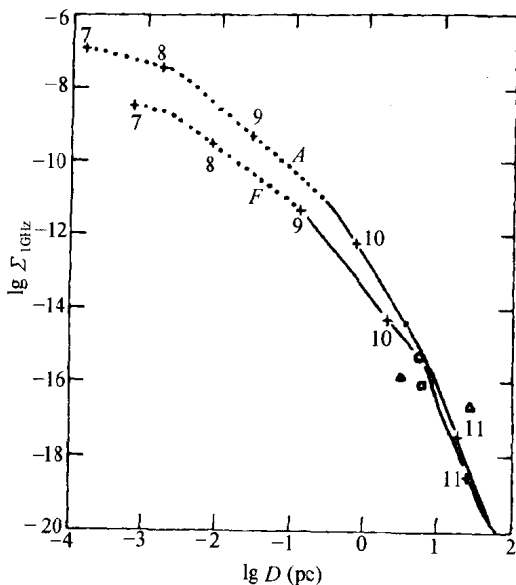


图 10.11 不等分情况下的 Σ - D 关系
 (Reynolds & Chevalier, 1984)

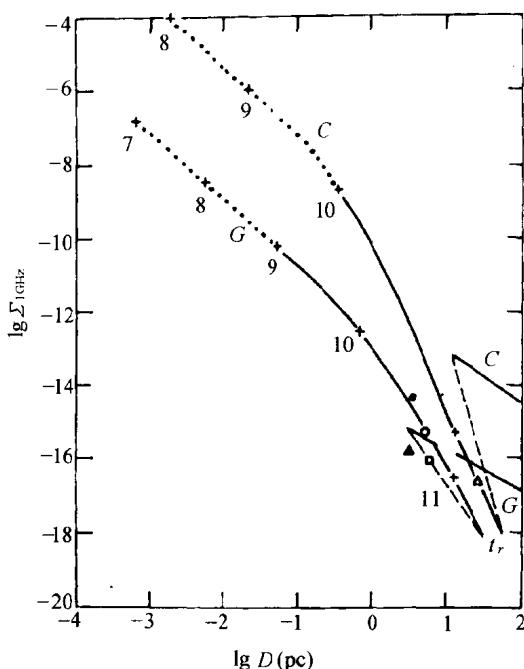


图 10.12 等分情况下的 Σ - D 关系
(Reynolds & Chevalier, 1984)

射快速壳层和慢速核的情况. 图中的数字代表超新星遗迹年龄的对数, 其中年龄是以秒为单位. 图中的一些标号是实测的结果. 其中实心圆代表蟹状星云; 实心三角代表 G29.7-0.3; 空心圆代表 G21.5-0.9; 方块代表 3C58; 空心三角代表 G74.9+1.2. 图 10.12 右下方的虚线代表逆激波传播的阶段, 由图 10.12 显见, 代表 G21.5-0.9 的那个空心圆在逆激波前后都可以与理论曲线符合. 这表示理论预言的 G21.5-0.9 有两种可选择的年龄. 总的说来, 由 Reynolds 和 Chevalier (1984) 预言的 Σ - D 关系与观测到的对应关系符合得较好, 但这一模型预言的 X 射线光度偏高. Reynolds 和 Chevalier 等提出可以用双电子流模型来解决这一矛盾. 他们认为: 发射射电辐射的电子产生于脉冲星表面; 发射 X 射

线的高能电子产生于脉冲星的光速圆柱或脉冲星的星风区域,两者具有不同的谱指数.

§ 10.6 壳层型超新星遗迹的 X 射线辐射

超新星遗迹是首先被证认的一类 X 射线源(汪,1979).随着 1962 年宇宙 X 射线天文学的诞生,在 1963~1968 年期间,除了太阳以外,已知的 X 射线源只有三个,其中之一就是蟹状星云.其余两个是双星 X 射线源 Sco X-1 和 Cyg X-1.它们都是用探空火箭和卫星观测到的.在 1968~1978 年期间,随着一系列卫星的发射和运行,观测到 X 射线发射的超新星遗迹已增至十余个.这是不足为奇的,因为人们早在宇宙 X 射线源发现以前,就已经期望超新星遗迹会有 X 射线发射.1978 年 11 月爱因斯坦天文台(HEAO-2)的发射(Giacconi et al., 1979)首次为 X 射线源的研究成功地提供了成像设备:成像正比计数器(IPC)和高分辨成像器(HRI).此外,还有高分辨的光谱仪.这就使超新星遗迹这种延伸的 X 射线源的研究进入了一个崭新的阶段,不仅接收到 X 射线光子,而且可以进行有相当分辨能力的 X 射线图像分析和谱分析.在爱因斯坦天文台运行的两年半期间内,已对 47 个超新星遗迹进行了目标观测,得到它们的 X 射线像和谱(Seward, 1990).1990 年 6 月发射、现在还正在运行的 ROSAT 又使观测到 X 射线辐射的超新星遗迹数目有所增加,到 1996 年,已增至 100 个左右(Aschenbach, 1996).本节先介绍壳层型超新星遗迹的 X 射线辐射.

1. 壳层型超新星遗迹的 X 射线像

壳层型超新星遗迹通常在 X 射线形态上呈现为完整或不完整的环形壳层.比较典型的是 SN1572(第谷超新星)、SN1006 和 SN1604(开普勒超新星)的遗迹.图 10.13 显示的是由爱因斯坦天文台的 HRI 接收到的第谷超新星遗迹 G120.1+1.4 的 X 射线像(Seward, Gorenstein & Tucker, 1983).它的直径为 8 角分,是临边增亮的圆环形.可以看到它的最外边缘是一个很薄的壳层,是由

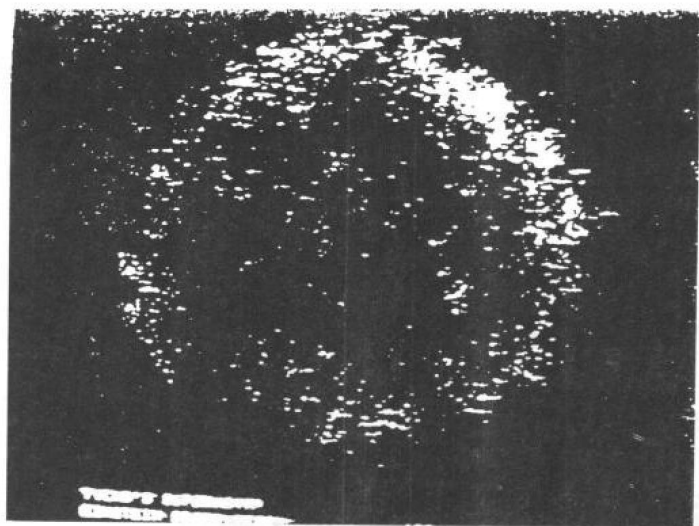


图 10.13 第谷超新星遗迹的 HRI 像
(Seward, Gorenstein & Tucker, 1983)

激波加热的星际介质发出的.紧靠着外壳的内边缘,是最亮的部分,由许多不规则的碎块组成,是超新星爆发的抛出物被逆激波加热而发出 X 辐射.从图中明显可见,在遗迹中不存在任何 X 射线点源或恒星遗迹.对于这样年轻的系统,如果假定中子星存在,即使考虑到中子星冷却,也不足以冷却到处于 HRI 的检测灵敏度之内.因此,第谷超新星遗迹的 HRI 观测强烈提出:SN1572 的爆发不产生中子星.由于 SN1572 目测的光度曲线(Baade, 1943)与现代 SN Ia 的光度曲线类似,这表明 SN Ia 的爆发不产生中子星,与现代恒星演化理论是一致的.

除了上述比较明显的圆环状壳层形态外,壳层型超新星遗迹也有一些颇不规则的形态.图 10.14 是 Puppis A 的 EXOSAT 软 X 射线像(Aschenbach, 1988).这类不规则形态与星际介质的不均匀性有关.在 § 10.8 ~ § 10.9 中我们还会专门讨论一些有特殊形态的超新星遗迹.

2. 壳层型超新星遗迹的 X 射线谱

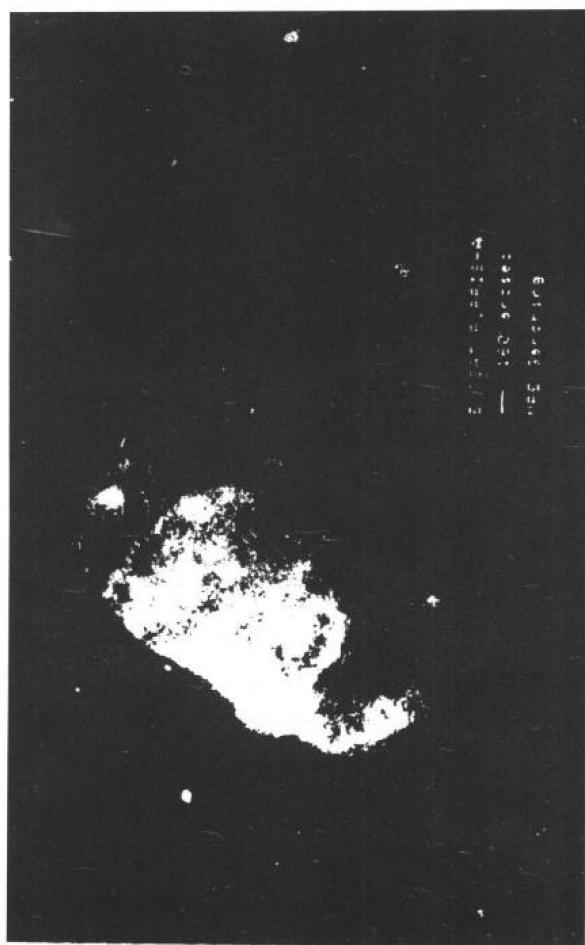


图 10.14 利用欧洲 X 射线卫星(EXOSAT)得到的 Puppis A
的软 X 射线像(Aschenbach, 1988)

从理论上容易明确壳层型超新星遗迹的辐射是由于激波的加热,辐射属于热辐射性质.但在1973年以前,单纯从观测资料出发,是很难确定辐射是热的抑或非热的性质.通常都同时用两种性质的谱来对其X射线谱进行拟合.

从观测上确认它的热辐射性质,始于Serlemitsos等(1973)检测到Cas A的Fe的K发射线.之后,在Cas A以及开普勒、第谷等年轻的壳层型超新星遗迹中都检测到高度电离的原子Mg、Si、S、Ar和Ca等的发射谱线.图10.15是用爱因斯坦天文台的固态摄谱仪(SSS)得到的第谷超新星遗迹的X射线光谱(Becker et al., 1980).其中1.85keV和2.45keV的发射是由Si和S的类氢离子产生的,导出的Si等元素的相对丰度是太阳的两倍. EXOSAT卫星的能带比爱因斯坦卫星的宽些,利用它的气体闪烁正比计数器(GSPC)还检测到该遗迹在6.5keV附近的Fe的K发射线.

图10.16是Winkler等人(1981)用爱因斯坦卫星的焦平面摄谱仪(FPCS)得到的Puppis A的高分辨X射线谱,能量范围在0.7keV至1.1keV.在Puppis A的内部检测到高度电离的Fe、O、Ne等原子谱线.Canizares和Winkler等(1983)还得到了Puppis A东部结块的X射线谱.这些结果被看成是迄今为止除太阳以外的软X射线光谱学中最精彩的成果.基于这些资料,可以利用恒星大气物理学中惯用的方法(汪,曲,1993),对X射线谱线作定量的光谱分析.首先,利用同一种离子的线对比,例如O VII离子的 $\frac{L_{\alpha}}{L_{\beta}}$ 可以确定电子温度和中性氢原子的柱密度,后者是由星际吸收确定的.其次,假定电离平衡,利用同一种元素不同电离级谱线的线对比,可以确定离子的相对含量、电离度或电离温度.对于Puppis A,由O VII相对于O VIII和由Ne IX相对于Ne X的离子数目比所得到的温度各不相同,这说明Puppis A内部的等离子体不处于平衡状态.最后利用不同元素的谱线强度还可以确定元素丰度.

超新星遗迹的X射线光谱分析通常是建立在碰撞电离平衡

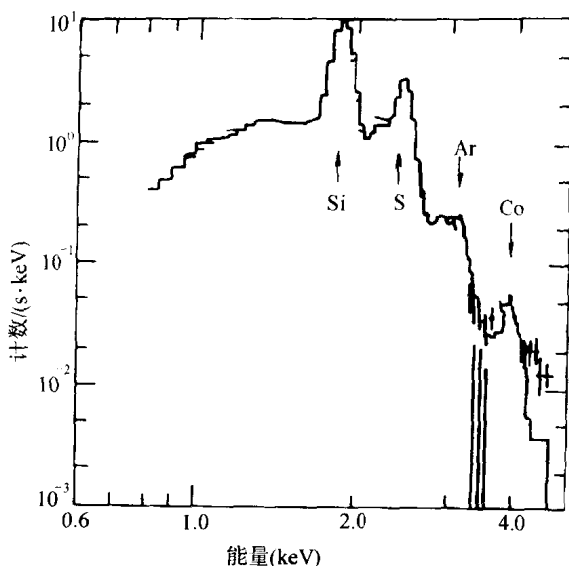


图 10.15 爱因斯坦天文台的 SSS 得到的第谷，
超新星遗迹的 X 射线谱(Becker et al. , 1980)

和热平衡的理论基础上的. 虽然 Gorenstein 等(1974)早已从理论上指出超新星遗迹有可能不处于碰撞电离平衡, 而直接的观测证据首先是由上面提到的 Puppis A 的 X 谱分析得到的. 之后, 第谷超新星遗迹和 Cas A 的 Fe 的 K 线的分析也得到非平衡电离的结果(Smith, 1987).

近年来用非平衡电离对某些超新星遗迹进行分析所得到的结果有很大改进. 就拿第谷超新星遗迹作为一个典型的例子. Reed 等人(1982)用平衡电离得到其质量为 $15M_{\odot}$; Gorenstein 等人(1983)用非平衡电离模型得到其质量为 $4M_{\odot}$, 其中 $2M_{\odot}$ 为抛出物, $2M_{\odot}$ 为被扫过的星际介质; Hamilton(1986)用二分量非平衡电离模型, 对 70 年代许多卫星、火箭所得的该遗迹的 X 射线谱进行分析, 得到抛出质量为 $1.4M_{\odot}$, 抛出物包含 O、Mg、Al、Si、S、Ar、Ca、Fe 和 Ni 等元素的高度电离原子. Tsunemi 等人(1986)根据天马(Tenma)卫星的 X 射线资料, 得到该遗迹抛出物的质量为

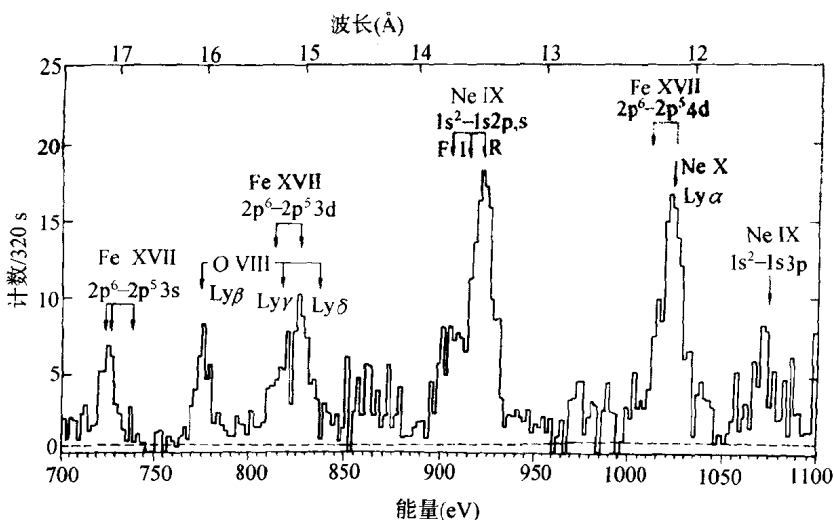


图 10.16 由爱因斯坦天文台 FPCS 得到 Puppis A 的高分辨 X 射线谱(Winkler et al., 1981)

0.6 M_{\odot} 。由非平衡电离理论所得超新星抛出物的质量与 SN Ia 和恒星演化理论预言的结果比较一致,此外所得重元素含量也与平衡理论得到的不尽相同。

大量的观测资料的分析表明:由窄波段检测器所得的观测资料用单一温度成分的非平衡电离模型来拟合就可以;但对于宽带检测器所得的资料,往往需要用两个温度成分的非平衡电离模型来拟合。一般认为高温分量对应于主激波加热后星际气体的辐射,低温分量对应于向内传播的逆激波加热超新星抛出物所发出的辐射。

§ 10.7 类蟹状星云型超新星遗迹的 X 射线辐射

10.7.1 类蟹状星云型超新星遗迹的形态和 X 射线辐射

类蟹状星云型超新星遗迹的形态通常呈现为云状物,内有 X 射线点源。图 10.17 是蟹状星云的 X 射线像,是用爱因斯坦天文

台的 HRI 得到的 (Seward, 1990). 脉冲星 PSR0531+21 不位于中央而偏于云的东南. 脉冲周期为 33ms, 从射电到 γ 射线给出脉

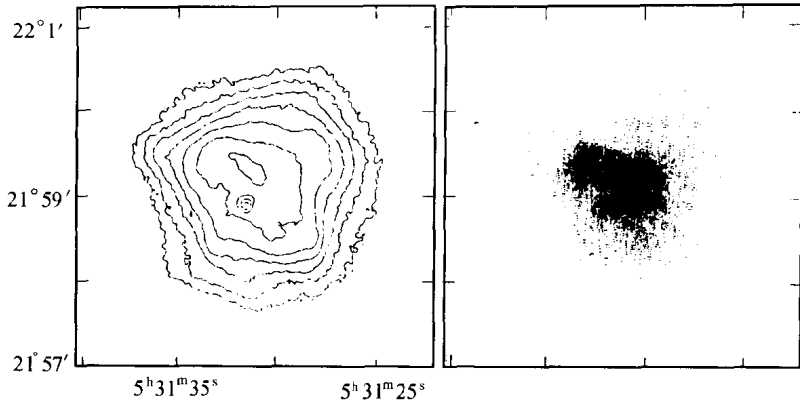


图 10.17 蟹状星云的 X 射线像, 是用爱因斯坦天文台 HRI 得到的 (Seward, 1990)

冲辐射. 蟹状星云的 X 射线像的大小只有 $2'$, 显著地小于其光学大小 $5' \times 7'$, X 射线辐射的偏振度在 $2.6 \sim 5\text{keV}$ 能带范围内是 $19\% \sim 20\%$ (Weisskopf, 1978). 辐射的偏振性也从一个方面证实了蟹状星云的辐射是同步加速辐射. 蟹状星云的辐射覆盖了全波段, 在 10^{13}Hz 处有一折断, 是折断了的幂律谱. 利用同步加速辐射理论 (Rybicki & Lightman, 1979), 折断频率可表示为

$$\nu_b(\text{Hz}) = 3.4 \times 10^8 B^{-3} t_{(a)}^{-2} \quad (10.38)$$

其中的 t 可取为蟹状星云的年龄 ~ 940 年, $\nu_b \simeq 10^{13}\text{Hz}$, 由 (10.38) 式易得蟹状星云的磁场强度 $B \simeq 3 \times 10^{-4}\text{Gs}$, 蟹状星云的 X 射线幂律能谱指数为 $0.05 \sim 0.15$ (Davelaar et al., 1985). 在 X 射线波段范围内没有观测到高度电离的离子谱线. 73keV 的回旋加速辐射谱线曾一度宣称被观测到, 但至今未被证实. 蟹状星云外围还观测到 X 射线晕. 有人认为这是由星际尘埃散射产生的 (Mauche & Gorenstein, 1985), 也有人认为可能是蟹状星云刚形成的壳层

(Lozinskaya, 1992).

在大麦哲仑云中的 SNR0540-69.3 是另一个与蟹状星云十分类似的超新星遗迹,二者常被称为孪生姊妹.二者离地球的距离都较准确地知道.0540-69.3 的距离是 55kpc 比蟹状星云的距离 2kpc 远得多.0540-69.3 内部有一个周期为 50ms 的脉冲星,首先是在 X 射线波段发现的 (Seward et al., 1984),然后在光学 (Middleditch & Pennypacker, 1985) 和射电 (Manchester et al., 1993) 波段也被观测到. SNR0540-69.3 的 X 射线幂律能谱指数为 0.5 (Seward et al., 1985). 最近, Seward & Harnden (1994) 利用 ROSAT 观测,已分解出 SNR 0540-69.3 的中心区域与外壳. $22''$ 以内为中心区域, $22'' \sim 80''$ 为外部区域. 壳层的角半径为 27.5 ± 2.5 . 最近的一些观测事实显示,最典型的两个类蟹状星云型超新星遗迹都似乎具有微弱的壳层. 看来类蟹状星云型与混合型确实可以合而为一. 前者的壳层也许只不过比较微弱,又受中心极亮区

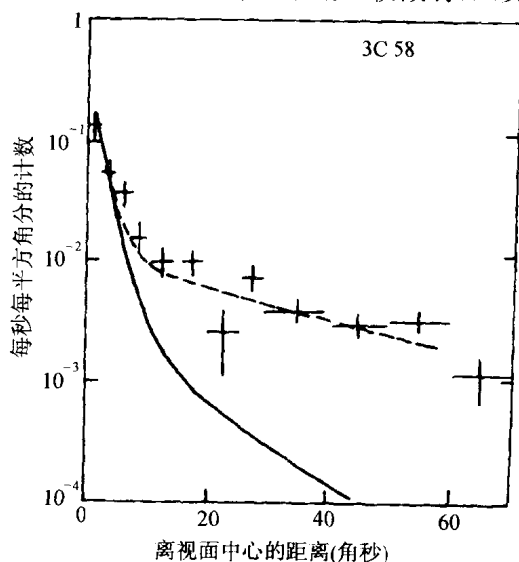


图 10.18 3C58 的表面亮度分布曲线
(汪和 Seward, 1988)

域散射的影响,以致难于分辨出来. 3C58 也是一个类蟹状星云超新星遗迹. 图 10.18 是 3C58 的表面亮度分布(汪和 Seward, 1988). 图中标出的是用爱因斯坦天文台的 HRI 测得的 3C58 的表面亮度. 虚线是与实测值拟合的表面亮度分布曲线, 显见 3C58 是中心增亮的云. 实线是由实验室点源得到的点源亮度分布曲线. 其它类蟹状星云如 G21.5-0.9 和 Kes75 等都有类似的表面亮度分布曲线. 如果类蟹状星云的原意是指纯实心型遗迹, 则 3C58 和 G21.5-0.9 等超新星遗迹是比蟹状星云更为典型的类蟹状星云型(实心型)超新星遗迹. 至于混合型超新星遗迹, 其中心部分也有形如图 10.18 的表面亮度分布曲线, 外面部分再添上亮的壳层.

表 10.2 类蟹状星云型—混合型超新星遗迹的 X 射线辐射特性

SNR	银道坐标	距离 (kpc)	致密源	IPC (计数·s ⁻¹)	HRI (计数·s ⁻¹)	lgL _x (erg·s ⁻¹)
蟹状星云	184.6-5.8	2	PSR0531+21	684	113	37.38
0540-69.3	279.7-31.5	55	PSR0540-69	0.52	0.07	37.02
3C58	130.7+3.1	2.6	X 射线点源	0.35	0.008	34.13
VelaXYZ	263.8-1.7	0.5	PSR0833-45	6.6	0.48	33.77
MSH15-52	320.3-1.2	4.2	PSR1509-58	1.16		35.27
CTB80	68.8+2.6	3	PSR1531+32	0.25	0.017	34.68
G21.5-0.9	21.5-0.9	5	X 射线点源	0.49	0.023	35.45

表 10.2 根据汪珍如和 Seward 的工作(1988; Seward & Wang, 1988)列出了一些著名的类蟹状星云型—混合型超新星遗迹的 X 射线辐射特性.

10.7.2 类蟹状星云型和混合型超新星遗迹的 L_x - \dot{E} 关系

表 10.2 列出了七个属于类蟹状星云型和混合型的超新星遗迹, 其中只有五个里边有已知的脉冲星. 图 10.9 以 $\lg \dot{E}$ 为横坐标, 其中 \dot{E} 为由(11.2)式确定的脉冲星的自转能损率, 纵坐标是超新星遗迹连同其脉冲星的总 X 射线光度 L_x 的对数. 点出这五个点

子,它们显然近于在一条直线上(Seward & Wang, 1988). 如果再把单星射电脉冲星(§ 10. 10)也考虑在内,以单星射电脉冲星的 X 射线光度为纵坐标, $\lg \dot{E}$ 为横坐标,发现与这些脉冲星对应的点子也近于在同一条直线的延长线上. 用最小二乘法拟合之, Seward 和汪珍如(1988)得到:

$$\lg L_x = 1.39 \lg \dot{E} - 16.6 \quad (10.39)$$

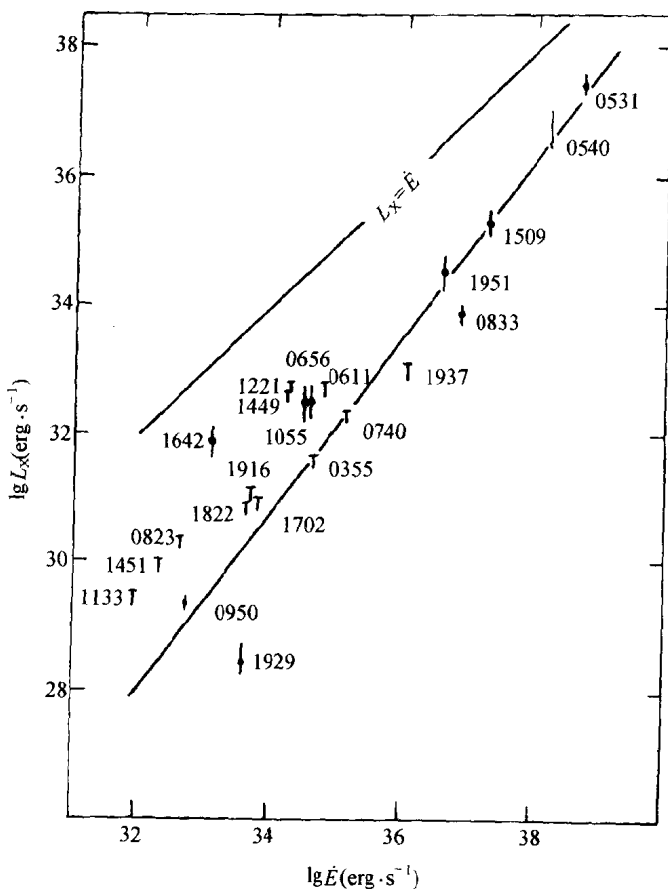


图 10.19 类蟹状星云型—混合型超新星遗迹和射电脉冲星的

L_x - \dot{E} 关系(Seward & Wang, ., 1988)

这里 L_x 和 \dot{E} 的单位均取 $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 由 (10.39) 式确定的直线位于 $L_x = \dot{E}$ 的右下方. 至于只有 X 射线辐射上限的射电脉冲星也位于直线 $L_x = \dot{E}$ 的右下方. 这一切都表明脉冲星依靠自身的自转变慢的能量的转化足够供应这些超新星遗迹及其脉冲星的 X 射线辐射.

陈阳、曲钦岳和汪珍如 (1992) 利用 Renolds 和 Chevalier (1984) 的理论, 引入二流模型, 对于 Seward 和汪珍如发现的 $L_x - \dot{E}$ 关系 (10.39) 式给出理论解释, 并预言了这些遗迹在高频波段的谱指数.

(10.39) 式已被其后发射的 ROSAT 卫星的观测所证实 (Danner, et al., 1994). 不少国际同行称之为 Seward-汪关系 (Frail & Moffett, 1993; Vasisht, et al., 1996). 并广泛应用于研究毫秒脉冲星 (Danner et al., 1994)、软 γ 射线再爆体 (Kulkarni et al., 1994; Rothschild et al., 1994) 和本质不明的云状天体及其与附近致密源的关系 (Predehl & Kulkarni, 1995) 等.

§ 10.8 几个特殊超新星遗迹的 X 射线辐射

10.8.1 CTB109

CTB109 (G109.1-1.0) 首先是用爱因斯坦天文台观测发现于 X 射线波段 (Gregory & Fahlman, 1980). 它的 X 射线形态是很不寻常的半圆形壳层 (图 10.20). 其中包含 X 射线脉冲星 1E2259+586, 其后许多的射电观测也指出其射电波段上的半圆形结构 (Gregory et al., 1983). 图 10.21 显示的是它的 6cm 射电像 (实线). 脉冲星 1E2259+586 的自转 (或脉冲) 周期为 6.98s, 自转减慢速率 $P^{-1} \frac{dP}{dt} = 3.2 \times 10^{-6} \text{a}$ (Hansen et al., 1988; Morini et al., 1988). 易得 1E2259+586 的自转能损率为 $8.4 \times 10^{31} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. CTB109 的 X 射线光度为 $2.7 \times 10^{35} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (Gregory & Fahlman, 1980) 也就是 $\dot{E} \ll L_x$. 如果把 CTB109 点在图 10.19 上,

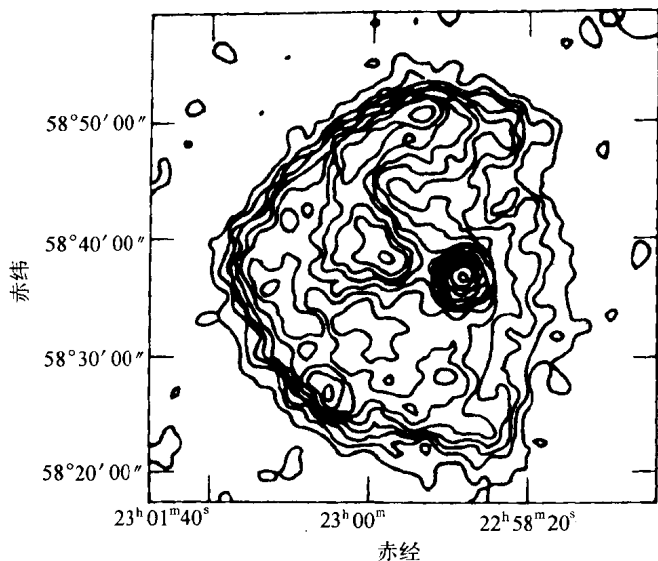


图 10.20 由爱因斯坦天文台 IPC 得到的 CTB109 的 X 射线像
(Gregory et al., 1993)

它将落在 $L_x = \dot{E}$ 直线的左上方. 这表明 CTB109 与图 10.19 或表 10.2 中所讨论的超新星遗迹很不相同. 它的脉冲星 1E2259+586 不是自转供能的, 而很可能是具有低质量伴星的 X 射线脉冲星, 由吸积过程供应能量.

CTB109 的半圆形轮廓在众多超新星遗迹中是唯一的, 引起了人们极大的注意, 也对超新星遗迹是圆环状结构的传统理论和看法提出了挑战. 汪珍如、曲钦岳等(1992a)以及倪阵平、汪珍如和曲钦岳(1990)提出了该超新星爆发于弥漫星际介质与分子云的交界面附近, 分别用数值模拟方法和近似的分析方法, 从理论上导出了 CTB109 的半圆形轮廓. 图 10.22 显示的是用数字模拟方法得到的 CTB109 随时间演化的轮廓, 这里只画出了 x 轴上方的轮廓, 它对 x 轴是对称的. 同时获得了超新星的爆发能量、星际介质和分子云的数密度、解释了 CTB109 的 X 射线、红外、射电等多波段

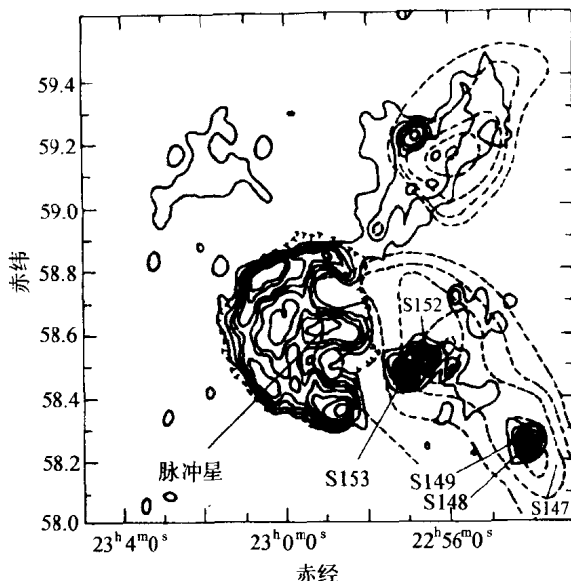


图 10.21 CTB109 的 6cm 射电像(实线)

的观测流量. 我们这一工作的出发点及结果与 CTB109 西面存在分子云的射电观测事实相吻合.

10.8.2 SS433

SS433 是一个十分著名和奇特的天体, 位于射电源 W50 的中央. 它最初是因其强的 H_α 发射而载入 Stephenson 和 Sanduleak (1977) 星表的. 它的名字 SS433 就是来源于该星表及其编号. 自 1978 年以后它就开始受到极大的重视. 对它的观测先后覆盖光学、射电、红外、X 射线直至 γ 射线等全波段. SS433 最不寻常的特性是它的强光学发射线具有以 164 天为周期的红移和蓝移. 这一现象已经被 Milgrom (1979a, b) 和 Abell & Margon (1979) 提出的运动学模型成功地得到解释. 在这个模型里, 相对论性喷流以 $0.26c$ 的速度 (c 为光速) 由 SS433 向两个相反方向喷出, 喷流在 164 天的周期内以半锥角 20° 在进动, 进动轴和视线成 80° 的交角.

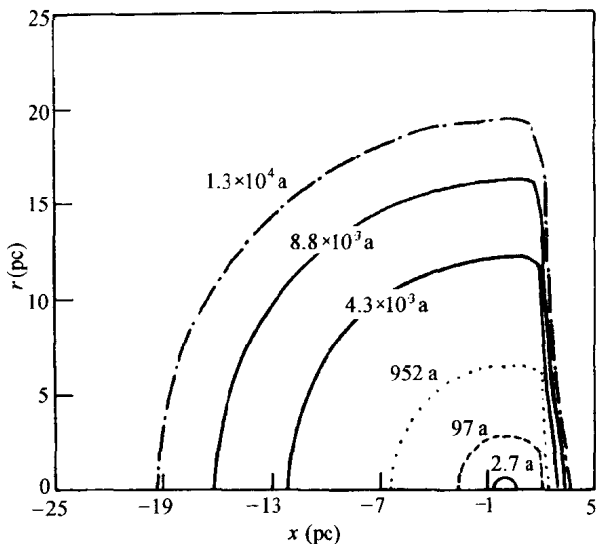


图 10.22 CTB109 的流体动力学数值模型. 标出了不同时间的波前位置(Wang et al., 1992a)

SS433 的甚大阵(VLA)观测也进一步支持了这一模型(Hjellming & Johnson, 1981a, b), 光谱的观测还同时指出它是一个双星系统, 双星绕转周期为 13.08 日(Crampton et al., 1980).

SS433 的 X 射线图像首先来自爱因斯坦天文台的观测(Seward et al., 1980; Watson et al., 1983). 在中心源的东、西两侧约 $14' \sim 42'$ 的距离处出现两个 X 射线瓣, 正好沿着 W50 的长轴方向, 图 10.23 是 SS433 及其周围的 X 射线等光度曲线图. 是由爱因斯坦天文台的 IPC 观测得到的. 最低亮度的轮廓线对应于 $2.3 \times 10^{-3} \text{ IPC 计数} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{arcmin}^{-2}$, 头六个轮廓线以 $\sim 2.5\sigma$ 的亮度递增. 该图是由 SS433 及其邻域三个视场的 IPC 观测拼合而成, 图中已用方角标出这三个场. X 射线瓣的表面亮度集中于半峰全宽(FWHM)为 15° 的张角内, 但更宽、较暗的翼可延伸至张角至少为 50° 的地方. 在 $0.5 \sim 4.5 \text{ keV}$ 的 X 射线范围内, 每个瓣的 X 射线光度为 $6 \times 10^{34} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. X 射线的谱分析表明, 中心源具有很

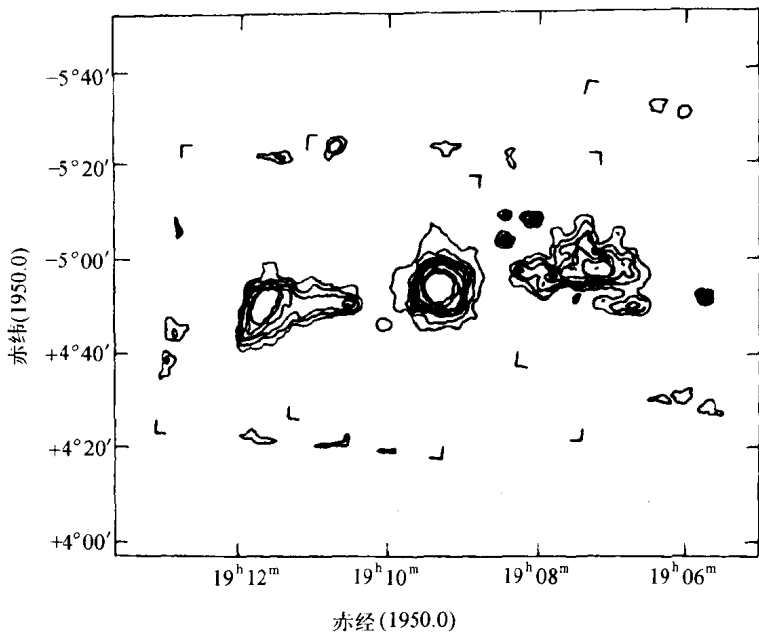


图 10.23 由爱因斯坦天文台得到的 SS433 及其周围的
X 射线等光度曲线图(Watson et al., 1983)

硬的幂律谱,且呈现 13.08 日的蚀现象以及较短时标的闪耀. X 射线瓣的谱比中心源要软. X 射线瓣的发现无疑为喷流提供了最直观的形象,支持了上述的运动学模型.

1987 年 Band 利用红外卫星(IRAS)的资料分析了 SS433 附近的红外像.发现沿着喷流方向有五六个红外结节,并获得了它们的红外光度和红外谱(Band, 1987). Band 和 Gordon(1989)认为这些结节与 SS433 无关.

我们认为,这些结节沿着喷流方向,且位于 W50 的射电壳层内,不会是偶然的.它们是 SS433 的相对论性喷流与星际云相互作用的结果(Wang et al., 1990).我们提出结节是由气体和尘埃组成,气体被喷流中的相对论性电子和质子碰撞电离;尘埃被喷流中的相对论性粒子碰撞加热.利用结节中气体的电离平衡和能量

平衡以及尘埃的热平衡,求出了结节中的物理条件,与星际云的物理条件自洽,并从理论上解释了 SS433 及其邻域的多波段观测现象.特别是由我们的模型及红外观测资料导出的喷流相对论性粒子数密度与由 X 射线瓣的光度导出的数密度符合喷流数密度的 r^{-2} 变化规律(Wang et al., 1990).

10.8.3 IC443

IC443(G138.1+3.0,3C157)是一个十分引人注目的超新星遗迹.在射电、红外、光学和 X 射线等波段已对它进行过广泛的研究.在光学和射电波段,它呈现为角直径为 $40'$ 的圆形,表面亮度在东北象限有所加强.在这一区域里,发射纤维的光谱分析显示了各种不同的速度,从每秒几十公里到几百公里,甚至还出现日冕线.至于 X 射线波段,70 年代就已经用 Uhuru、OSO-7、Copernicus 和 Ariel-V 以及火箭进行观测,获得了它的 X 射线光度和光谱(Culhane, 1977).80 年代 Petre 等利用爱因斯坦天文台的 SSS、IPC、HRI 以及高能天文台(HEAO)-1 的中能检测器(MED)在 X 射线波段对 IC443 进行广泛的研究(Petre et al., 1988).最奇异的是:它的软 X 射线像是非典型的壳层型超新星遗迹,它的软 X 射线像比光学像或射电像小得多(见图 10.24).图中实线是它的 $0.2\sim 3.1\text{keV}$ 的等光度曲线,间隔是 $1.8 \text{ 计数} \cdot \text{arcmin}^{-2} \cdot \text{ks}^{-1}$.虚线是光学和射电像的外边界.在遗迹北部亮的边缘地区,SSS 的观测显示出元素 Si 和 S 的 K 发射线.在电离平衡的假定下,他们提出了多成分模型,低温成分对应于 0.2keV ,高温成分对应于 0.95keV .HEAO-1 的观测给出在 $2\sim 10\text{keV}$ 能量范围内,连续谱的流量密度为 $6.7 \times 10^{-11} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,以及温度为 1.05keV 的热韧致辐射谱.

90 年代汪珍如等利用日本的银河(Ginga)卫星的大面积正比计数器(LAC)所得资料,对 IC443 进行了分析.发现它明显具有比 10keV 还硬的 X 射线发射(Wang et al., 1992b),这是以前的检测器未能发现的,得到在 $2\sim 20\text{keV}$ 的流密度为 $9 \times 10^{-11} \text{erg} \cdot$

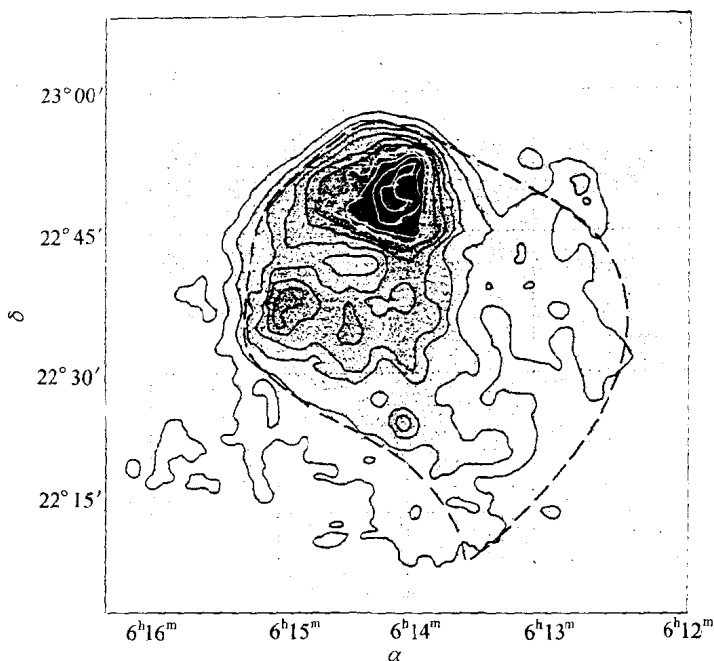


图 10.24 IC443 的多波段图(Petre et al., 1988)

$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. 用非平衡的两分量热谱(Masai, 1984)进行拟合, 得到软分量的温度 T_s 和硬分量的温度 T_h 的容许范围如图 10.25 所示. 得到的最佳拟合如图 10.26 所示. 最佳拟合参数是 $T_h = 14.3 \text{ keV}$, $T_s = 0.82 \text{ keV}$; 星际中性氢的柱密度对数 $\lg N_{\text{H}} = 22.2$; 该源相对于宇宙的丰度比 Fe——0.32, Si——0.95; S——0.73; 还有 $n_e t = 2.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$. 这里 $n_e t$ 是衡量一个源对电离平衡偏离的一个量(Masai, 1984). 当 $n_e t \gtrsim 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$, 可以认为存在电离平衡; 反之, 对电离平衡有偏离. 从 X 射线谱的拟合得到的丰度比表明 IC443 可能是缺金属的. 这可能与金属元素凝聚于尘埃有关, IC443 $\sim 10^{37} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的甚强的红外光度 (Mufson, 1986; Braun & Strom, 1986) 也正说明有丰富的尘埃存在.

由 IC443 软 X 射线的 IPC 图像(图 10.24), 容易知道 IC443

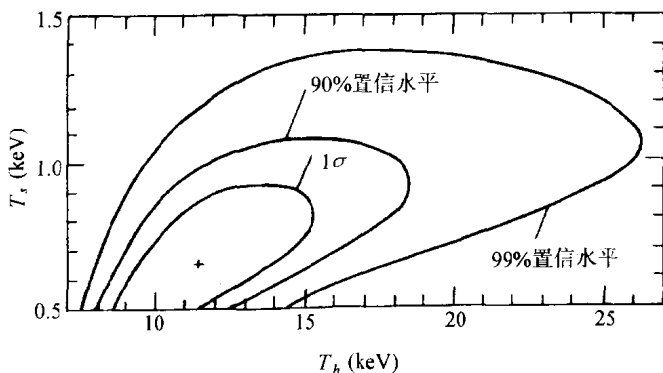


图 10.25 硬分量 T_h 和软分量 T_s 的容许范围
(Wang et al., 1992b)

的软 X 射线主要来自东北象限的亮度加强区域, 具有温度 $\sim 1\text{keV}$. 我们认为它是由于超新星发出的激波目前已进入一个密度较大的区域而产生的. 这与 De Noyer (1978) 对 H I 密云的观测结果相吻合. 显然, 当激波进入密度较大的区域时, 激波速度减小, 这对应于低的热韧致温度. 其结果是 X 射线表面亮度 ($\propto n_e^2$) 的加强和 X 射线谱的变软. 这正是 IC443 东北象限及其附近软 X 射线加强的物理原因 (Wang et al., 1992b). 因此, 有理由认为硬 X 射线成分是均匀地来自图 10.24 的其它部分, 它是由于激波进入弥漫星际介质 (或称云际介质) 产生的. 激波速度可以很快, 这对应于高的热韧致温度, 其结果是 X 射线表面亮度的微弱和硬 X 射线辐射和谱的出现. 也就是说, 硬的 X 射线分量是由 IC443 源中较微弱的大面积区域发出的. 由硬 X 射线的可能温度范围 $10\sim 18\text{keV}$ (图 10.25), 得到激波在弥漫介质中的速度约 $2.5\times 10^3\sim 3.5\times 10^3\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. 根据 (10.7)~(10.8) 式, 激波穿过超新星遗迹内弥漫介质半径 $R=8.73\text{pc}$ 所需的时间为 $1.0\times 10^3\sim 1.4\times 10^3$ 年. 这强烈表明: 这个超新星爆发于有文字记载的历史时期 (Wang et al., 1992b), 很有可能找到与之相对应的历史记录.

还是在 50 年代, 当射电源 IC443 被发现以后, 前苏联天文学

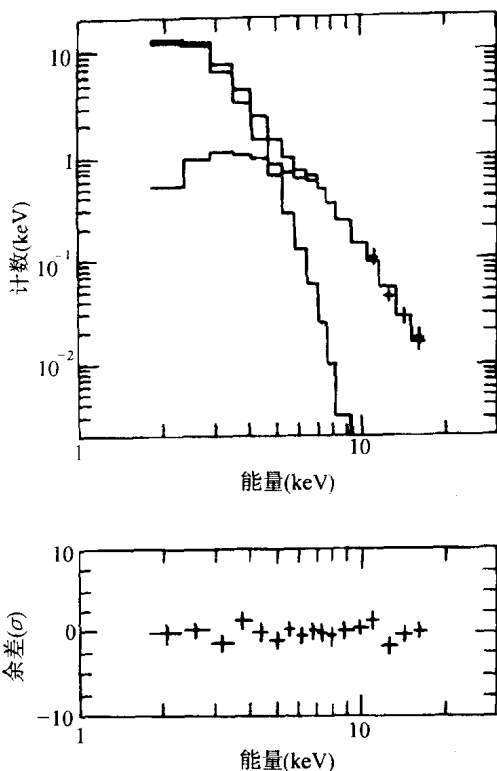


图 10.26 IC443 X 射线谱的最佳二分量拟合
(Wang et al. , 1992b)

家 Школовсий(1954)、Шайн 和 Газе(1954a, b)就提出 IC443 可能是 AD837 客星的遗迹,因为他们的位置相符合. 次年,我国席泽宗先生否定这一证认,认为 AD837 是一颗哈雷彗星(席,1955). 80 年代末期以前仅从射电、光学和软 X 射线导出的激波速度偏低,通常也就认为 IC443 可能是一个较老的超新星遗迹. 这次在 90 年代我们观测到它的 10~18keV 的硬 X 射线辐射,表明激波速度在 $3 \times 10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 附近,与之对应的超新星遗迹的年龄是 $\sim 1.1 \times 10^3$ 年. 这与 IC443 是 AD837 客星的遗迹是吻合的. ROSAT 和 Ginga 卫星对 IC443 的联合分析(Asaoka & Aschenbach, 1994)也确认

IC443 是年龄仅为一千年的年轻遗迹。

现在再来让我们仔细看看关于 AD837 的历史记录。在《新唐书》(欧阳修和宋祁, 1061)上, 不仅有哈雷彗星的记录, 也有超新星的记录。也就是说公元 837 的记录实际上包含了两个部分: 一部分属于超新星; 一部分属于哈雷彗星。图 10. 27 是《新唐书》的记录, 左面是指超新星 AD837 的记录; 右面是同年哈雷彗星的记录。超新星在马端临编的《文献通考》(1254)又重新被记载(图 10. 28)。从上述记录中显见, 不可能单独用哈雷彗星来加以解释, 否则根据记录, 要求它在 4 月 28 日在狮子座出现, 4 月 29 日又在双子座出现, 然后又停留在双子座二十多天。双子座和狮子座之间的角距为 45° , 哈雷彗星又不可能一天内横跨 45° , 席泽宗和薄树人在 60 年代也根据此点已认为客星 AD837 是超新星(1965), 此外哈雷彗星也不可能在固定位置停留二十多天。因此, 可以认为出现在双子座的客星 AD837 是一超新星, 它至今演化为遗迹 IC443。它的年龄



图 10. 27 《新唐书》关于 SN837 和哈雷彗星的记录(欧阳和宋, 1061)

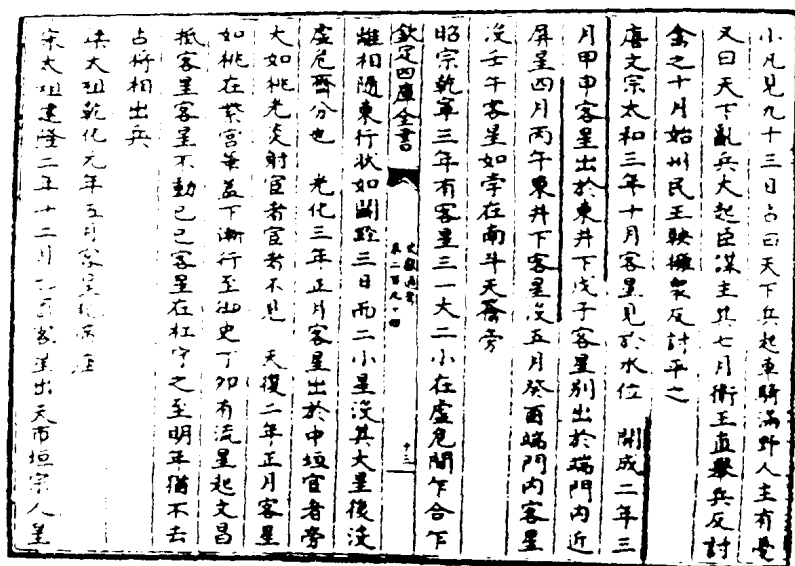


图 10.28 《文献通考》上关于 SN837 的记录。(马, 1254)

也正好与上述硬 X 射线观测导出的年龄吻合。

IC443 和客星 AD837 之间的证认向我们提出了如下的启示：星际介质中普遍存在原子云、分子云、空洞和泡等等，它们都和超新星遗迹的演化和年龄有着密切的关系，过去常把星际介质看作均匀分布，观测资料多数也只来源于射电和光学波段，这给超新星遗迹和客星的证认工作带来很大的局限性，今后随着高能波段观测灵敏度与分辨率的提高，随着对超新星遗迹所在区域星际介质有更多的了解以及在非均匀介质中激波演化过程的更多研究，可以期望超新星遗迹与历史超新星之间的证认必将会提高到一个新的阶段(Wang, 1993; 汪, 1993)。

§ 10.9 X 射线中心亮的非蟹状星云型超新星遗迹

爱因斯坦卫星已发现了一些 X 射线中心亮，但不具有中心点源、在射电波段呈现为边缘亮的壳层型超新星遗迹，典型的例子

是: Kes79 和 Kes27 (Seward, 1990). 近年欧洲的 ROSAT 也发现越来越多的这类遗迹, 除上述例子外, 还有 HB9 (Leahy & Aschenbach, 1995)、G18.9-1.1 (Aschenbach et al., 1991)、G299.2-2.9 (Busser et al., 1996)、G272.2-3.2 (Egger et al., 1996) 和 RXJ 1713.7-3946 (Pfeffermann & Aschenbach, 1996). 此外, 日本的硬 X 射线卫星 ASCA 观测到的 W49B (Fujimoto, Tanaka & Inoue, 1995) 也属于此类型. 明显地, 这些遗迹不易归入 § 10.3 提到的超新星遗迹三种分类中的任一种. White 和 Long (1991) 考虑超新星遗迹在均匀的云际介质中的演化, 考虑到云的蒸发, 得到了遗迹的自相似解, 用以解释由于热发射的 X 射线中心亮型的超新星遗迹. 我们 (Chen, Liu & Wang, 1995) 认为这类 X 射线中心亮型超新星遗迹与其前身星的演化似应有着不可分割的联系. 众所周知, SN Ib 的前身星是大质量恒星, 在其演化过程中会通过恒星风丧失质量. 因此, 它的星周介质是非均匀的. 特别是, 当大质量恒星在核心的氢燃尽之后, 质量的损失常常是不均匀和不稳定的 (Kudritzki & Hummer, 1990), 星风中常会夹带着成块的物质. 这些结块所占的体积不大, 但占有星周介质的大部分质量, 形成在稀薄星风背景中的云块物质. 这些云块在被超新星的冲激波吞没后, 受激波后的超热气体的饱和热传导而蒸发. 对于处于 Sedov 相的这类遗迹, 只要星风物质和结块物质的数密度满足 $\propto r^{-n}$ 的幂律分布, 而负幂指数 n 在 $0 \sim 3$ 的范围内, 我们都得到了它们的自相似解, 并对 $n=2$ 的情形提供了表征超新星遗迹可观测量的公式和图表 (陈, 刘和汪, 1995), 它说明了蒸发物质可在遗迹的中心附近 (非边缘) 堆积. 图 10.29 是由其自相似解导出的这类遗迹的视面 X 射线亮度分布. 它们用以 c/τ 为参数的曲线族表示, 其中 c 是星周介质中结块内外气体质量的比值, τ 是结块的蒸发时标和遗迹年龄的比值. 从图中显见遗迹呈 X 射线中心亮环状形态. 实际上在本节提到的八个这类超新星遗迹中, 除 W49 是真正的 X 射线中心亮外, 其余七个均呈现为 X 射线中心亮环状的形态, 与我们提出的理论模型预期的形态相吻合.

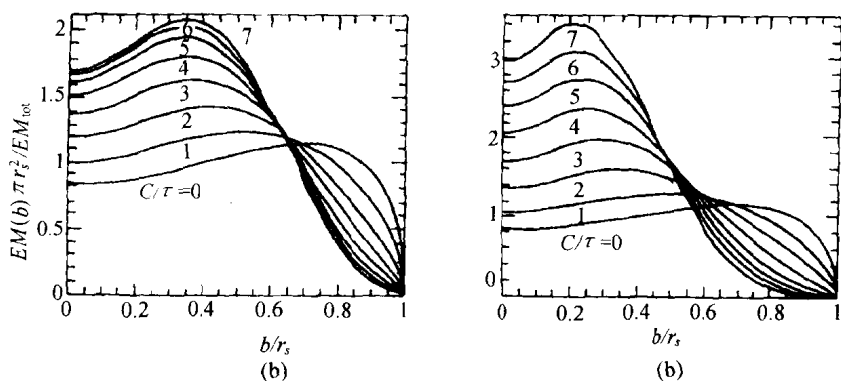


图 10.29 在有结块的星风介质中演化的超新星遗迹的视亮度分布.

横坐标是离视面中心的距离,纵坐标是视面的相对亮度

(陈,刘,汪,1995)

§ 10.10 射电脉冲星的 X 射线辐射

第一个射电脉冲星发现于 1967 年秋(Hewish et al., 1968), 这是在 Landau(1932)、Baade 和 Zwicky(1934)提出中子星存在预言之后三十多年. 仅跟着脉冲星的发现, 1968 年就已经确立了脉冲星是快速自转的强磁化中子星的概念. 已知的射电脉冲星数随着时间迅速增长, 目前已知的射电脉冲星数已超过七百多个. 它们的资料详见最新的脉冲星表(Taylor, Manchester & Lyne, 1996).

目前普遍认为脉冲星的质量 $\sim 1M_{\odot}$, 半径 $\sim 10^6\text{cm}$, 脉冲星的发射是由于自转轴与磁轴之间有一倾角. 自转能先转化为磁偶极辐射和高能粒子发射. 观测到的射电脉冲辐射通常认为是同步加速辐射和曲率辐射. 由于相对论性粒子辐射的高度方向性形成灯塔效应而产生脉冲, 射电脉冲星的脉冲周期分布在 1ms 到 5s 之间. 利用脉冲星的周期及周期变率可以得到脉冲星的表面磁场一般在 $10^{11} \sim 10^{13}\text{Gs}$ 范围内(毫秒脉冲星的磁场要例外地弱些). 关

于射电脉冲星的时变特性、频谱分布、偏振特性和脉冲包线等已积累了大量的资料,有兴趣的读者可参阅 Manchester & Taylor (1977)、Taylor & Stinebring (1986)和 Srinivassan (1989)的评述.本节不准备对射电脉冲星作更多的介绍,只专论射电脉冲星的 X 射线辐射.

最初发现射电脉冲星发射 X 射线的是蟹状星云脉冲星,其软和硬 X 射线发射是分别用 Aerobee 火箭(Fritz, 1969)和高空气球(Fishman et al., 1969)得到的.

射电脉冲星 X 射线辐射的系统搜索首先来自爱因斯坦天文台的观测.爱因斯坦天文台对自转能损率 $\geq 10^{34} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 以及个别离地球最近的脉冲星共计四十个左右作了定标观测.80 年代我们对这些视场的 X 射线辐射作了普查(Seward & Wang, 1988),表 10.3 列出了我们的结果.

表 10.3 中各列依次为脉冲星名、它的银道坐标、周期、周期导数、自转能损率的对数、特征年龄的对数、色散测量、距离、沿视线中性氢柱密度和 X 射线光度的对数.由表 10.3 可见,依据爱因斯坦天文台观测,只有十个射电脉冲星确定地在其自身位置上有 X 射线发射.它们是 PSR0540-69, 0531+21, 1509-58, 1951+32, 0833-45, 1055-52, 0656+14, 0950+08 和 1929+10.还有 PSR1642-03 位置上的 X 射线发射有待进一步考查.表中还对其它 14 个射电脉冲星列出了它们的 X 射线光度上限.

从表 10.3 中还可看出:PSR0540-69, 0531+21, 1509-58 和 1951+32 的 X 射线光度远大于其它射电脉冲星的.特别是对 X 射线最亮的三个射电脉冲星,即 PSR0540-69, 0531+21 和 1509-58,它们的脉冲辐射成分接近 100%,它们的 X 射线谱可以用单一的幂律谱来拟合,这似乎是年轻($< 10^4$ 年)的射电脉冲星 X 辐射的明显特征. PSR0540-69 和 1509-58 的脉冲性质甚至首先是从 X 射线波段的爱因斯坦天文台观测发现的(Seward, Harnden & Helfand, 1984; Seward et al., 1984),然后才在射电波段上检测到.

表 10.3 脉冲星特性(Seward and Wang, 1988)

PSR	银道坐标	$P(s)$	\dot{P} ($10^{-15} s \cdot s^{-1}$)	$\lg \dot{E}$ ($erg \cdot s^{-1}$)	$\lg \tau$ (a)	DM ($cm^{-3} \cdot pc$)	距离 (pc)	N_H ($10^{21} 原子 \cdot cm^{-2}$)	$\lg L_x$ ($erg \cdot s^{-1}$)
0355+54	148.2+0.8	.156	4.39	34.66	5.75	57	1600	3	<31.68
0531+21	184.6-5.8	.0331	422	38.67	3.09	57	2000	3 ^(h)	35.98 ^(b)
0540-69	279.7-31.5	.050	479	38.18	3.22	—	55000	2 ^(h)	36.38 ⁽ⁱ⁾
0611+22	188.9+2.4	.335	59.6	34.80	4.95	97	3300	5	<32.82
0656+14	201.2+8.2	.385	54.3 ^(c)	34.59	5.04	14	400	0.7	32.49
0740-28	243.8-2.4	.167	16.8	35.16	5.20	74	1500	4	<32.36
0809+74	140.0+31.6	1.292	0.168	30.49	8.09	5.8	170	0.3	<29.51
0823+26	197.0+31.7	.531	1.72	32.66	6.69	19	360±80 ^(c)	1	<30.42
0833-45	263.6-2.8	.0892	124	36.85	4.05	69	500	0.2 ^(h)	32.91 ^(d)
0950+08	228.9+43.7	.253	.229	32.75	7.24	2.9	126±13 ^(c)	.01	29.39
1055-52	286.0+6.6	.197	5.83	34.48	5.73	30	920	0.3	32.50
1133+16	241.9+69.2	1.188	3.73	31.95	6.70	4.8	150	0.2	<29.55
1221-63	330.0-1.4	.216	4.95	3.29	5.84	97	2700	5	<32.78
1149-64	315.7-4.4	.179	2.75	3.28	6.01	71	2200	4	<32.71
1451-68	313.9-8.5	.263	.099	32.33	7.63	8.6	230	0.4	<30.07

续表

PSR	银道坐标	$P(s)$	\dot{P} ($10^{-15}s \cdot s^{-1}$)	$\lg \dot{E}$ ($erg \cdot s^{-1}$)	$\lg \tau$ (a)	DM ($cm^{-3} \cdot pc$)	距离 (pc)	N_H (10^{21} 原子 $\cdot cm^{-2}$)	$\lg L_X$ ($erg \cdot s^{-1}$)
1509-58	320.3-1.1	.150	1540	37.25	3.19	235	4200	9 ^(b)	34.37 ⁽ⁱ⁾
1642-03	14.1-26.1	.388	1.78	33.10	6.54	36	1300	1.5	31.93
1702-18	3.3+13.1	.299	4.14	33.79	6.06	23	740	1	<30.99
1754-24	5.3+0.0	.234	13.0	34.61	5.46	188	4200	10	<33.58
1822-09	21.4+1.3	.769	52.3	33.66	5.37	22	560	1	<30.96
1916+14	49.1+0.9	1.18	211	33.71	4.95	30	760	1.5	<31.17
1929+10	47.4-3.9	.227	1.16	33.60	6.49	3.20	47 $^{+27}_{-13}$ ^(d)	0.2	28.45
1937+21	57.5-0.3	.00156 ^(a)	.00011 ^(a)	36.04	8.36	75 ^(a)	2500	4	<32.48
1951+32	68.7+2.8	.0395 ^(b)	5.92 ^(d)	36.58	5.02	45 ^(b)	3000 ^(e)	6 ^(e)	33.80 ^(f)

(a) Backer, 1984

(h) Seward, 1985

(b) Kilkarni et al., 1988

(i) 脉冲 IPC 率

(c) Dominique et al., 1986

(j) Harnden and Seward, 1984

(d) Fruchter et al., 1988

(k) 仅指致密源和不可分辨源

(e) Gwinn et al., 1986

(l) HRI 观测的不可分辨源

(f) Salter et al., 1979

(g) Wang and Seward, 1984

比较表 10.2 和 10.3 可以看到:对于类蟹状星云中的脉冲星,脉冲星的 X 辐射远小于其周围同步加速辐射云的 X 辐射,它们在各自超新星遗迹的 X 总辐射中所占的比例是很小的. 对于下述四个脉冲星 PSR0531+21,0540-69,1509-58 和 0833-45 而言,其所占比例依次为 4%,25%,10%和 4%.

90 年代 ROSAT 观测证实了表 10.3 的爱因斯坦天文台观测的确定结果. ROSAT 初期公布的观测结果列于表 10.4 (Ögelman, 1993). ROSAT 发现了 Geminga (PSR 0630+18) 的 X 射线脉冲辐射,得到周期为 0.237s (Halpern & Holt, 1992; Bertsch et al., 1992),而 Geminga 在射电波段却是相当宁静的,它的射电脉冲辐射是在 1997 年 2 月才发现的 (Kuzmin & Losovsky, 1997). ROSAT 还检测到 PSR0833-45,1055-52 和 1929+10 的 X 射线脉冲周期,与射电波段脉冲周期相一致 (Ögelman et al., 1991; Ögelman & Finley, 1993; Yancopoulos et al., 1994). 在 X 射线波段上 PSR 0833-45,0656+14,1055-52,1951+32 和 1929+10 都只呈现部分脉冲.

直至 1997 年初,已观测到有 X 射线辐射的射电脉冲星共有 29 个. 除上述表 10.3 给出的 10 个射电脉冲星和表 10.4 加上的 Geminga (PSR0630+18) 外,ROSAT 还观测到下述 16 个脉冲星的 X 射线辐射. 它们是: PSR0114+58 (Slane & Llord, 1995)、1706-44 (Becker et al., 1996)、1259-63 (Becker, 1996)、1823-13 (Finley & Ögelman, 1993)、1800-21 (Finley & Ögelman, 1994)、J0538+28 (Anderson et al., 1996)、0355+54 (Slane, 1994)、2334+61 (Slane & Llord, 1995)、0823+26 (Sun et al., 1993) 以及 7 个毫秒脉冲星 J0751+18 (Becker, 1996) J0437-47 (Becker & Trümper, 1993)、1957+20 (Kulkarni et al., 1992; Fruchter et al., 1992) 1821-24, J2124-33, J1012+53 (Becker & Trümper, 1997) 和 J0218+42 (Verbunt et al., 1996). ASCA 还检测到 1046-58,1610-50 的硬 X 射线辐射 (Kawai & Tamura, 1996). 从而在更大的样本上验证了由 Seward-Wang 首次提

出的 $L_X-\dot{E}$ 关系 (Slane & Llord, 1995; Becker & Trümper, 1997) 对于上述 29 个射电脉冲星, 虽然都观测到 X 射线辐射, 但在 X 射线波段呈现脉冲辐射信号的, 目前只有 11 个. 它们是: PSR0531+21, 0540-69, 1509-58, 0833-45, 1951+32, 1055-52, 0656+14, 1929+10, 1259-63, J0633+17 和 J0437-47.

表 10.4 发射 X 射线的单脉冲星 (Ögelman, 1993)

脉冲星	$\lg \dot{E}$ ($\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$)	周期(s)	距离(kpc)	$\lg L_X$ ($\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$)	$\lg \tau(\text{a})$	$\lg B(\text{Gs})$
0531+21	38.65	0.033	2.0	36.0	3.09	12.58
0540-69	38.17	0.050	55.0	36.4	3.22	12.70
1509-58	37.25	0.150	4.2	34.3	3.19	13.19
0833-45	36.84	0.089	0.5	33.0	4.05	12.53
1951+32	36.58	0.040	3.0	33.8	5.02	11.69
0656+14	34.58	0.385	0.4	32.5	5.04	12.67
0630+18	34.54	0.237	0.1	30.3	5.51	12.2
1055-52	34.48	0.197	0.9	32.5	5.73	12.04
1929+10	33.60	0.227	0.1	28.5	6.49	11.71
0950+08	32.75	0.229	0.1	29.4	7.24	11.39
未确认源						
1813-36	33.14	0.387	3.2	33.0	6.50	11.96
1642-03	33.08	0.388	1.3	31.9	6.54	11.93
1846-06	32.77	1.451	4.4	33.2	5.70	12.92
0628-28	32.16	1.244	1.3	31.6	6.40	12.48
1648-17	32.12	0.973	1.0	31.2	6.70	12.24
1524-39	31.73	2.418	1.0	32.2	6.30	12.84

至于射电脉冲星的 X 射线谱, 至少可划分为两组. X 射线最亮的三个脉冲星 PSR 0540-69、0531+21 和 1509-58 的 X 射线谱与单个幂律谱符合得很好, 它们看来属于高能电子的同步加速辐射或曲率辐射; 另一组包含 Vela 脉冲星, Geminga, PSR1055-52 和 0656+14, 它们的 X 射线谱既不能用单个幂律谱来拟合, 也不能用单个黑体谱来拟合, 而要用二分量谱——即软的黑体谱加

硬的幂律尾巴来拟合(Ögelman & Finley, 1993). 把它们的 X 射线硬幂律尾巴延伸至高频可与 γ 射线天文台(GRO)的 EGRET (Energetic Gamma Ray Telescope Experiment)得到的 γ 射线谱相接. PSR0656+14 是个例外, 至今仍未确认有 γ 射线观测到. 上述这几个脉冲星的 X 射线硬幂律尾巴自然是来自高能电子的非热辐射. 至于上述脉冲星的软 X 射线黑体谱成分通常认为来自中子星的冷却或再加热.

随着中子星软 X 射线辐射的发现及样本的不断增多, 研究中子星冷却或更准确地称为热演化的理论工作也不断涌现. 这种理论工作的基本框架是: 同时建立中子星的流体静力学平衡方程、能量平衡方程以及能量转移方程并求其解. 通常决定中子星冷却的基本因素是中子星的中微子发射和光子辐射. 所谓标准冷却模型是考虑变更了的 URCA 过程、等离子体激光和韧致辐射过程(Nomoto & Tsuruta, 1987). 变更了的 URCA 过程是指如下的过程:

$$(n, p) + p + e^{-} \longrightarrow (n, p) + n + \nu_e$$

$$(n, p) + n \longrightarrow (n, p) + p + e^{-} + \bar{\nu}_e$$

式中符号是各种基本粒子的通用符号. 非标准模型是指在中微子过程外还卷入 π 介子和 K 介子凝聚和夸克以及直接的 URCA 过程, 它们会加速中子星的冷却. 直接的 URCA 过程是如下的过程:

$$n \longrightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e$$

$$p + e^{-} \longrightarrow n + \nu_e$$

考虑中子星的不同质量, 采用不同的物态方程, 以及考虑中子是否处于超流都会产生不同的冷却结果. 图 11.30(取自 Umeda, Tsuruta & Nomoto, 1994)最上面的一条实线是指标准冷却模型; 点线是考虑了 K 介子; 点虚线是考虑了夸克, 较长的点虚线也是考虑夸克(但两者采用不同的发射系数); 长虚线是考虑 π 介子加夸

克;虚线是考虑 π 介子;最下面一条曲线是考虑了直接的 URCA 过程. 该图的所有曲线都采用了 Takatsuka (1972) 的中子超流模型. 核心的物态方程是用 Wiringa et al (1988) 导出的“UU”模型, 它包含足够的质子使直接的 URCA 过程可以发生, 图中的 K 是加热参数, $K=0$ 表示该图中没有考虑加热过程. 中子星质量取为 $1.4 M_{\odot}$ 该图绘出了各种冷却曲线与观测到的中子星 X 射线光度的比较.

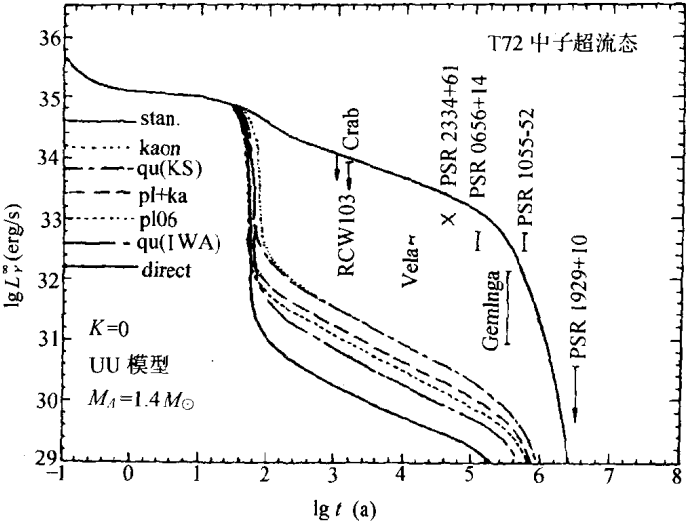


图 10.30 在没有加热的情况下,各种非标准冷却模型和标准冷却模型与射电脉冲星 X 射线光度的比较
(取自 Umeda, Tsuruta & Nomoto, 1994)

本人认为目前要从理论与观测的比较中来给中子星的热演化提出比较确定的物理结论是相当困难的. 首先对 X 射线光度最大的几个脉冲星, 非热辐射占绝对统治地位, 热辐射完全淹没于强大的非热辐射中. 因此, 至少对这几个脉冲星观测给出的 X 射线光度只能说是热光度的上限值. 值得注意的是好几个脉冲星, 如 Vela 脉冲星, Geminga 和 PSR2334 + 61, 0656 + 14 等, 它们的 X

射线光度都落在标准冷却曲线之下. 这表明中子星的冷却要比标准冷却曲线预期的要快些. 因此, 近年来人们更热衷于考虑非标准冷却. 另一方面在理论研究上, 可选用的物理参数和物理过程太多, 不同作者考虑各种不同因素的组合可以得到各不相同的结果. 例如, Becker (1996) 就考虑了 FP 的物态方程 (Friedman & Pandharipande, 1981) 及中子星壳层超流涡旋线的内摩擦加热的各种情况与观测的比较; Schaab 等人 (1996) 就考虑了中子星的多种质量数值、多种物态方程以及中子星内各种其它成分存在引起的物理过程. 他们得到了一系列曲线族, 并对某些脉冲星的观测结果作了比较.

近年发现某些年老脉冲星和毫秒脉冲星也发生 X 辐射, 如 PSR1929+10, 其特征年龄为 3×10^6 年; 又如好几个毫秒脉冲星, 根据它的伴星可以推断它的年龄约在 10^9 年左右, 如果它们的 X 射线辐射带有热辐射成分, 根据上述理论冷却曲线可以推断其热能不大可能来自中子星自身的冷却, 必需考虑有效的加热机制. 来自磁球的高能质点对脉冲星极帽的撞击加热以及内摩擦加热都是可能的加热方式 (Becker, 1996).

近二十年来, 由于不少高质量 X 射线卫星的上天运行, 为 X 射线天文的发展创造了十分有利的条件. 其中超新星遗迹和射电脉冲星的 X 射线研究发展相当迅速, 发现了某些新天体、新现象、新形态新类型和新规律, 也推动了理论工作的向前发展. 随着 1998 年 AXAF 等先进的 X 射线空间设施的使用, 超新星遗迹和脉冲星的 X 射线研究将进入更高灵敏度、更高空间分辨和光谱分辨的研究阶段, 无疑将会得到更多有价值的新结果. 期望着会对恒星演化、超新星爆发与星周介质和星际介质的相互作用以及中子星的起源和演化等提供更多的、质量高的实测资料, 使这一领域的研究再上一个台阶.

参 考 文 献

Abell, G. O., Margon, E., 1979, *Nature*, **279**, 703.

- Anderson, B. , Caswell, B. , Jacoby, B. et al. , 1996, *Ap. J.* , **468**, L55.
- Asaoka, I. , Aschenbach, B. . 1994, *A&A*, **284**, 573.
- Aschenbach B. , 1996, Roengenstrahlung from the Universe, (eds.) Zimmermann, Truemper & York, p. 213.
- Aschenbach, B. , Brinkmann, W. , Pfeffermann, E. et al. , 1991, *A&A*, **246**, L32.
- Aschenbach, B. , 1988, Supernova Remnants and the Interstellar Medium, Roger and Landecker (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 99.
- Baade, W. , 1943, *Ap. J.* , **97**, 119.
- Baade, W. , Zwicky, F. , 1934, *Proc. Nat. Acad. Sci.* , **20**, 254.
- Band, D. L. , 1987, *Publ, Astron. Soc. Pac.* , **99**, 1269.
- Band, D. L. , Gordon, M. A. , 1989, *Ap. J.* , **338**, 965.
- Barbon, R. , Ciatti, F. , Rosino, L. , 1979, *A&A*, **72**, 287.
- Becker R. H. , Holt, S. S. , Smith, B. W. , White, N. E. , et al. , 1980, *Ap. J.* , **235**, L5.
- Becker, W. , 1996, Roentgenstrahlung from the Universe, Zimmermann, Truemper & York (eds.), p. 103.
- Becker, W. , Truemper, J. , 1997, *A&A*, **236**, 682.
- Becker, W. , Truemper, J. , 1993, *Nature*, **365**, 603.
- Begelman, M. C. , Sarazin, C. L. , *Ap. J.* , 1986, **302**, L59.
- Bertsch, D. et al. , 1992, *Nature*, **357**, 306.
- Blinnikov, S. I. , Imshennik, V. S. and Utrobin, V. P. , 1982, *Sov. Astron. Lett.* , **8**, 361.
- Braun, R. , Strom, R. G. , 1986, *A&A*, **164**, 193.
- Brinkmann, W. , Ogclmen, H. , 1987, *A&A*, **182**, 71.
- Busser, J. , Egger, R. , Aschenbach, B. , 1996, Roentgenstrahlung from the Universe, Zimmermann, Truemper & York (eds.), p. 239.
- Canizares, C. R. , Winkler, P. F. , Marker, T. H. , Berg, C. 1983, Supernova Remnants and their X-ray Emission (eds. Danziger & Gorenstein), p. 205, D. Reidel.
- 陈阳, 曲钦岳, 汪珍如, 1992, 科学通报, **37**, 427.
- Chen, Y. , Liu, N. & Wang, Z. R. , 1995, *Ap. J.* , **446**, 775.
- 陈阳, 刘宁, 汪珍如, 中国科学(A 辑), **25**, 1307.
- Chevalier, R. A. , 1981, *Ap. J.* , **251**, 259.
- Chevalier, R. A. , 1986, *Highlights of Astron.* , **7**, 599.
- Cioffi, D. F. , McKee, C. F. , Bertschinger, E. , 1988, *Ap. J.* , **334**, 252.
- Clark, D. H. and Stephenson, F. R. , 1977, The Historical Supernovae, Pergamon Oxford.

- Cordova, F. A. , Hjellming, R. M. , Manson, K. O. , Middleditch, J. , 1989, *Ap. J.* , **345**, 451.
- Crampton, D. , Cowley, A. P. , Hutchings, J. B. , 1980, *Ap. J.* , **235**, L131.
- Culhane, J. L. , 1977, *Supernovae*, (ed. Schramm), p. 29, Reidel-Dordrecht.
- Danner, R. , Kulkarni, S. , Thorsett, S. , 1994, *Ap. J.* , **436**, L153.
- Danziger, J. , Gorenstein, P. , 1983, eds. *Supernova Remnants and their X-ray Emission*, Dordrecht-Reidel.
- Daveleear, J. , Smith, A. , Becker, R. H. , 1986, *Ap. J.* , **300**, L59.
- Doggett, J. B. and Branch, D. , 1985, *A. J.* , **90**, 2303.
- Egger, R. , Greiner, J. , Aschenbach, B. , 1996, *Roentgenstrahlung from the Universe*, Zimmermann, Truemper & York (eds.), P. 247.
- Falle, S. , 1981, *MNRAS*, **195**, 1011.
- Falle, S. , 1988, *Supernova Remnants and the Interstellar Medium*, Roger & Landecker (eds), Cambrige Univ. Press, p. 419.
- Finley, J. P. , Ögelman, H. , *IAU Cir.* , No. 5787.
- Finley, J. P. , Ögelman H. , Kiziloglu, U. , 1992, *Ap. J.* , **394**, L12.
- Finley, J. P. , Ögelman, H. , 1994, *Ap. J.* , **434**, 125.
- Fishman, G. J. , Harnden. F. R. Jr. , Haymes, R. C. , 1969, *Ap. J.* , **156**, L107.
- Frail, D. , Moffett, D. , 1993, *Ap. J.* , **408**, 637.
- Fransson, C. , Cassatella, A. , Gilmozzi, R. , Kirshner, R. P. , Panagia, W. , Sonneborn, G. , Wamsteker, W. , 1989, *Ap. J.* , **336**, 429.
- Friedman, B. , Pandharipande, V. , 1981, *Nucl. Phys. A.* , **361**, 502.
- Fritz, G. , 1969, *Science*, **164**, 709.
- Fruchter, A. S. , Bookbinder, J. , Garcia, M. R. et al. , 1992, *Nature*, **359**, 303.
- Fujimoto, R. , Tanaka, Y. , Inoue, H. et al. , 1995, *PASJ*, **47**, L31.
- Gaetz, T. J. , Salpeter, E. E. , 1983, *Ap. J. Suppl.* , **52**, 155.
- Giacconi, R. et al. , 1979, *Ap. J.* , **230**, 540.
- Gold, T. , 1968, *Nature*, **218**, 731.
- Gorenstein, P. , Harnden, F. R. Jr. , Tucker, W. H. , 1974, *Ap. J.* , **192**, 661.
- Gorenstein, P. , Seward, F. , Tucker, W. , 1983, see Danziger & Gorenstein 1983, p. 1.
- Gouffes, C. , Finley, J. P. , Ögelman, H. , 1992, *Ap. J.* , **294**, 581.
- Green, D. A. , 1991, *PASP*, **103**, 209 (Version I).
- Green, D. A. , 1996, *Supernova and Supernova Remnants*, McCray, R & Wang, Z. R. (eds), Cambridge Univ. Press, p. 419.

- Green, D. A. , Gull, S. F. , 1983, *Supernova Remnants and their X-ray Emission* (eds. Danziger and Gorensteir), p. 329, Reidel.
- Gregory, P. C. , Fahlman, G. G. , 1980, *Nature*, **287**, 805.
- Gregory, P. C. , Braun, R. , Fahlman, G. G. , 1983, see Danziger & Gorenstein eds. , 1983, p.437.
- Halpern, J. , Ruderman, M. , 1993, *Nature*, **415**, 286.
- Halpern, J, Holt, S. , 1992, *Nature*, **357**, 222.
- Hanson, C. G. , Denerl, K. , Coe, M. J. et al. , 1988, *A&A*, **195**, 114.
- Hamilton, A. J. S. , Sarazin, C. L. , Szymkowiak, A. E. , 1986, *Ap. J.* , **300**, 713.
- Hewish, A. , Bell, S. J. , Pilkington, D. H. et al. , 1968, *Nature*, **217**, 709.
- Hjellming, R. M. , Johnson, K. J. , 1981a, *Nature*, **290**, 100.
- Hjellming, R. M. , Johnson, K. J. , 1981b, *Ap. J.* , **246**, L141.
- Ho, P. Y. , 1962, *Vistas in Astronomy*, **5**, 127.
- Jacobson, P. , Albrecht, R. , Barbieri, C. , Blades, J. C. et al. , 1991, *Ap. J.* , **369**, L63.
- Kafatos, M. C. , Henry, R. B. C. , 1985, eds. *The Crab Nebula and Related Supernova Remnants*, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Kirshner, R. P. , Oke, J. B. , 1975, *Ap. J.* , **200**, 574.
- Kirshner, R. P. , Sonneborn, G. , Crenshaw, D. M. and Nassiopoulos, G. E. , 1987, *Ap. J.* , **320**, 602.
- Kudritski, R. , Hummer, D. , 1990, *ARA&A*, **28**, 303.
- Kulkarni, S. , Frail, D. , Kassim, N. et al. , 1994, *Nature*, **368**, 129.
- Kulkarni, S. , Phinney, E. , Evans, C. , 1992, *Nature*, **359**, 300.
- Kuzimin, A. , Losovsky, B. , 1997, *Astr. Lett.* , **27**, 295.
- 兰道和栗弗席兹著,彭旭麟译,1958,连续介质力学,人民教育出版社.
- Landan, L. D. , 1974, private communication to Rosenfeld, referred to by Rosenfeld in Proceedings 16th Solvay Cofersnce on Physics, Univ. of Brussels Press.
- Leahy, D. , Aschenbach, B. , 1995, *A&A*, **293**, 853.
- Lozinskaya, T. A. , 1992, *Supernovae and Stellar Wind in the Interistellar Medium*, Translated by Damashek, New York.
- Lyne, A. G. , Pritchard, T. S. and Smith, F. G. , 1988, *MNRAS*, **233**, 667.
- Manchester, R. N. , Durdin, J. M. , Newton, L. M. , 1985, *Nature*, **313**, 374.
- Manchester, R. N. , Mar, D. P. , Lyne, A. G. et al. , 1993, *Ap. J.* , **403**, L29.
- Manchester, R. N. , Taylor, J. H. , 1977, *Pulsars*, Freeman, San Francisco, USA.
- 马端临,1254,文献通考,294卷.
- Masai, K. , 1984, *APSS*, **98**, 367.

- Mathewson, D. S. , Ford, V. L. , Dopita, M. A. , Tuohy, I. R. , Long, K. S. ,
Ford, V. L. , Dopita, M. A. , Tuohy, I. R. , Long, K. S. , Helfand, D. J. ,
1983, See Danziger & Gorenstein, 1983, p. 541.
- Mauche, C. W. , Gorenstein, P. , 1985, see Kafatos & Henry eds. , p. 81.
- McCray, R. , 1987, Spectroscopy of Astrophysical Plasma (eds. Dalgarno & Layzer) ,
p. 255.
- McKee, C. F. , Ostriker, J. P. , 1977, *Ap. J.* , **218**, 148.
- McKee, C. F. , 1974, *Ap. J.* , **188**, 335.
- Middleditch, J. , Pennypacker, C. , 1985, *Nature* , **313**, 659.
- Milne, D. K. , 1971, The Crad Nebula, IAU Symp. No. 46, (eds. Davis & Smith)
p. 248, Dordrecht-Reidel.
- Minkowski, R. , 1941, *PASP* , **53**, 224.
- Milgram, M. , 1979a, *PASP* , **76**, L3.
- Milgram, M. , 1979b, *A&A* , **78**, L9.
- Morini, M. , Robba, N. R. , Smith, A. et al. , 1988, *Ap. J.* , **333**, 777 .
- Mufson, S. L. , McCollough, M. L. , Dickel, J. R. , Pette, R. , White, R. , Cheva-
lier, R. , 1986, *A. J.* , **92**, 1349.
- 倪陈平, 汪珍如, 曲钦岳, 1990, 天文学报, **31**, 121.
- Nomoto, K. , Thielemann, F. K. , Yokoi, 1984, *Ap. J.* , **286**, 644.
- Nomoto, N. , Tsuruta, S. , 1987, *Ap. J.* , **312**, 711.
- Nomoto, N. , Iwamoto, K. , Suzuki, T. , 1995, *Phys. Rev.* , **256**, 173.
- Nomoto, N. , Yamaoka, H. , Pols, O. , van den Heuvel, E. et al. , 1994, *Nature* ,
371, 227.
- Ogelman, H. , Neutron stars, Theory and Observation, (eds. Ventura & Pines) ,
Kluwer, Dordrecht, p. 87.
- Ogelman, H. , 1993, Isolated Pulsars, (eds. Van Riper, Epstein and Ho) , Cambrige
Univ Press, 1993, p. 96.
- Ogelman, H. & Finley, J. P. , 1993, *Ap. J.* , **413**, L31.
- Oort, J. H. , 1946, *MNRAS* , **106**, 159.
- Ostriker, J. P. and Gunn, J. E. , 1969, *Ap. J.* , **157**, 1395.
- 欧阳修, 宋祁, 1061, 新唐书, 天文2, **32**, 839.
- Pacini, F, Salvati, M. , 1973, *Ap. J.* , **186**, 249.
- Panagia, N. , 1987, High Energy Phenomena Around Collapsed Stars, (ed. Pacini) ,
p. 33.
- Panagia, N. , Sramek, R. A. , Weiler, K. W. , 1986, *Ap. J.* , **300**, L55.

- Petre, R., Szymkowiak, A. E., Seward, F. D., Willingale, R., 1988, *Ap. J.*, **335**, 215.
- Pfeffermann, E., Aschenback, B., 1996, Roentgenstrahlung from the Universe, Zimmermann, (Eds.), Truemper & York p. 267.
- Porter, A. C., Filippenko, 1987, *A. J.*, **93**, 1372.
- Predehl, P., Kulkarni, S., 1994, *A&A*, **294**, L129.
- Reynolds, S. P., Chanan, G. A., 1984, *Ap. J.*, **281**, 673.
- Reynolds, S. P., Chevalier, R. A., 1984, *Ap. J.*, **278**, 630.
- Roger, R., Landecker eds., 1988, Supernova Remnants and the Interstellar Medium, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Rothschild, R., Kulkarni, S., Lingenfelter, R., 1994, *Nature*, **368**, 432.
- Rybicki, G. B. and Lightman, A. P., 1979, Radiative Processes in Astrophysics, John Wiley & Sons.
- Salvati, M., 1987, High Energy Phenomena Around Collapsed Stars (ed. Pacini) p. 261, Reidel.
- Schaeffer, R., Casse, M., Cahen, S., 1987, *Ap. J.*, **316**, L31.
- Schlegel, E. M., Kirshner, R. P., 1989, *A. J.*, **98**, 577.
- Sedov, L. I., 1959, Similarity and Dimensionality Methods in Mechanics, Academic Press, New York.
- Serlemitsos, P. J., Boldt, E. A., Holt, S. S., Ramaty, R. and Briskin, A. F., 1973, *Ap. J.*, **184**, L1.
- Seward, F. D., Grindley, J. E., Seaquist, E. R., Gilmore, W. S., 1980, *Nature*, **287**, 806.
- Seward, F. D., Harnden, F. R. Jr., Helfand, D. J., 1984, *Ap. J.*, **287**, L19.
- Seward, F. D., Harnden, F. R., Swank, J. et al., 1984, *Ap. J.*, **281**, 650.
- Seward, F. D., Harnden, F. R. Jr., Elsner, R. F., 1985, see Kafatos & Henry eds. p. 165.
- Seward, F. D., Harnden, F. R. Jr., 1994, *Ap. J.*, **421**, 581.
- Seward, F. D., 1989, *Space Sci. Rev.*, **49**, 385.
- Seward, F. D., 1990, *Ap. J. Suppl.*, **73**, 781.
- Seward, F. D., Gorenstein, P., Tucker, W., 1983, *Ap. J.*, **266**, 287.
- Seward, F. D. and Wang, Zhenru, 1988, *Ap. J.*, **332**, 199.
- Slane, P., 1994, *Ap. J.*, **437**, 458.
- Slane, P., Llord N., 1995, *Ap. J.*, **452**, L115.
- Smith, B. W., Jones, E. M., 1988, see Roger & Landecker (eds.), p. 133.
- Srinivasan, G., 1989, *Astro. Astrophys. Rev.*, **1**, 209.

- Stephenson, C. B. , Sanduleak, N. , 1977, *Ap. J. Suppl.* , **33**, 459.
- Sun, Trumper, I. , Dennerl, K. , et al. . 1993, *IAU Cir.* No. 5895.
- Sutherland, P. G. , Wheeler, J. C. , 1984, *Ap. J.* , **280**, 282.
- Шайн, Р. А. , Газе, В. Ф. , 1954, *А. Ж.* , **31**, 409.
- Щировский, И. С. , 1954, *Доклады АН СССР* , **97**, 53.
- Takatsuka, T. , 1972, *Prog. Theor. Phys.* , **48**, 1517.
- Taylor, G. I. , 1950, *Proc. R. Soc. London, A* , **101**, 159.
- Taylor, J. H. , Stinebring, D. R. , 1986, *ARA&A* , **24**, 258.
- Taylor, J. H. , Manchester, D. , Lyne, A. , 1998, Pulsar Data Maintained at Princeton, Jodrell Bank and the Australia Telescope National Facility.
- Trimble, V. , 1982, *Rev. Mod. Phys.* , **54**, 1183.
- Tsunemi, H. , Yamashita, K. , Masai, K. Hayakawa, S. , Koyama, K. , 1986, *Ap. J.* , **306**, 248.
- Umeda, H. , suruta, S. Nomoto, N. . 1994, *Ap. J.* , **433**, 256.
- Uomoto, A. , Kirshner, R. P. , 1985, *A&A* , **149**, L7.
- Van Riper, K. A. , Epstein, R. , Ho, C. eds. , 1993, *Isolated Pulsars*, Cambridge Univ. Press.
- Van den Bergh, S. , 1988, *Ap. J.* , **327**, 156.
- Vasisht, G. , Aoki, T. , Dotani, T. et al. , 1996, *Ap. J.* , **456**, L59.
- Verbunt, F. , Johnston, H. , Brayn, A. , 1996, *Pulsars, Problems and Progress*, IAU Colloq. 160, Johnston, Walker & Bailes (eds.), p. 353.
- 汪珍如, 1986, *科学*, **38**, 170.
- 汪珍如, Seward, 1988, *天文学报*, **29**, 33.
- 汪珍如, 曲钦岳, 1993, *恒星大气物理*, 高等教育出版社.
- Wang, Zhen Ru, Asaoka, I. , Hayakawa, S. , Koyama, K. , 1992b, *PASJ* , **44**, 303.
- Wang, Z. R. , McCray, R. , Chen, Y. , Qu, Q. Y. , 1990, *A&A* , **240**, 98.
- Wang, Zhenru, Qu, Qinyne, Luo, D. , McCray, R. MacLow, M. M. 1992a, *Ap. J.* , **388**, 127.
- Wang, Zhenru, 1996, *Supernovae and Srpernova Remnants*, McCray and Wang, Z. R. (eds), Cambridge Univ. Press. p. 323.
- Wang, Z. R. , Seward, F. D. , 1984, *Ap. J.* , **285**, 607.
- Wampler, E. J. , Wang, L. , Baade, D. , Banse, K. , D' Odorico, S. , Gouiffes, C. , Tarengi, M. , 1990, *Ap. J.* , **362**, L13.
- Watson, M. G. , Willirgale, R. , Grindley, J. E. , Seward, F. D. . 1983, *Ap. J.* , **273**, 688.
- Weiler, K. W. , Seielstad, G. A. , 1971, *Ap. J.* , **163**, 455.

- Weiler, K. W. , 1983, *Observatory*, **103**, 85.
- Weiler, K. W. , 1985, The Crab Nebula and Related Supernova Remnants, (Kafatos and Henry ed.), Cambridge Univ. Press, p. 265.
- Weiler, K. W. , Sramek, R. A. , 1988, *ARA&A* , **26**, 25.
- Wheeler, J. C. , Leveault, R. , 1985, *Ap. J.* , **294**, L17.
- White R. , Long, K. . 1991, *Ap. J.* , **373**, 543.
- Wiringa, R. , Fiks, V. , Fabrocini, A. , 1988, *Phys. Rev.* C38, 1010.
- Winkler, R. F. , Kirshner, R. R. , 1986, *Ap. J.* , **299**, 981.
- Winkler, P. F. , Canizares, C. R. , Clark, G. W. et al. , 1981, *Ap. J.* , **246**, L27.
- Woosley, S. E. , 1988, *Ap. J.* , **330**, 218.
- Woltzer, L. , 1972, *ARA&A* , **10**, 129.
- Woltzer, L. , 1985, Supernovae, their Progenitor and Remnants (eds. Srinivasan & Radhakrishnan), p. 1, The Indian Acad. Sci. Press.
- 席泽宗, 1955, 天文学报, **3**, 183.
- 席泽宗和薄树人, 1965, 天文学报, **13**, 1.
- Yancopulous, S. , Hamilton, T. & Helfand, D. , 1994, *Ap. J.* , **429**, 832.
- 庄威风和王立兴等, 1988, 中国古代天象记录总集, 江苏科学技术出版社.
- Zwicky, F. , 1940, *Rev. Mod. Phys.* , **12**, 66.

第十一章 球状星团的 X 射线源

程 福 臻

银河系内大约有 100 个明亮的 X 射线源($L_X \geq 10^{36} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$), 其中有 12 个是处在球状星团中(Hut et al., 1992)(见表 11.1). 我们知道, 银河系内球状星团的总质量只占银河系质量的 0.05%, 由此可见, 在球状星团中形成明亮 X 射线源的效率是银河系中其它地方的 200 倍. 研究这些 X 射线源的特征、它们的形成机理、它们的演化、以及这种演化与球状星团本身演化的关系就成了一类重要的天体物理课题.

用 X 射线卫星 UHURU 进行的第一个 X 射线巡天中, 三个明亮的 X 射线源, 2U1820-30、2U1746-37 和 2U2134+11(Giacconi et al., 1972), 处在球状星团中, 这使天文学家们惊奇不已! 这几个源相对高的 X 射线光度(约 $10^{36} \sim 10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$)和时变(典型的在 10 分钟内 X 射线光度变化两倍), 从一开始便表明它们释放的能量是来自气体被吸积到一种坍缩了的天体——中子星或黑洞的过程. 而球状星团中存在中子星或黑洞这点出乎天体物理学家的预料. 因为球状星团是银河系中最老的系统, 缺乏大质量的恒星, 几乎不可能形成超新星或直接坍缩到比白矮星更重的致密星. 加上这三个 X 射线源位置测量的不确定性很大, 所以它们处在球状星团中的说法受到怀疑. 但是, UHURU 的观测数据, 接着被 OSO-7、ANS 和 SAS-3 等 X 射线卫星的观测结果证实. 这三个 X 射线源是处在球状星团中, 2U1820-30 = NGC 6624, 2U1746-37 = NGC 6641 和 2U2134+11 = NGC 7078. 这激起了天文学家对球状星团 X 辐射进一步研究.

表 11.1 明亮的球状星团 X 射线源

球状星团	X 射线源名称	特征	$L_X(2\sim 11\text{keV})$ $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}(\text{UHURU})$	$L_X(0.5\sim 20\text{keV})$ $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}(\text{HEAO-1})$	$L_X(0.5\sim 2.0\text{keV})$ $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}(\text{ROSAT})$
NGC 1851	0512-40	爆发源	$7.5 \times 10^{36} \sim 0.4 \times 10^{36}$	3.0×10^{36}	
NGC 6440	1745-20	暂现源	$23.7 \times 10^{36} \sim <0.7 \times 10^{36}$	$<0.1 \times 10^{36}$	
NGC 6441	1746-37	爆发源	$28.5 \times 10^{36} \sim 14.2 \times 10^{36}$	14.6×10^{36}	
NGC 6624	1820-30	爆发源 再发暂现源	$68.2 \times 10^{36} \sim 10.2 \times 10^{36}$	51.7×10^{36}	
NGC 6652	1836-33	暂现源		$<0.4 \times 10^{36}$	0.8×10^{36}
NGC 6712	1850-09	爆发源 暂现源 有一个可能的射电 和光学对应体	$40.0 \times 10^{36} \sim <0.3 \times 10^{36}$	0.4×10^{36}	
NGC 7078	2127+12	爆发源 有一个可能的射电 和光学对应体	$12.2 \times 10^{36} \sim 0.7 \times 10^{36}$	1.5×10^{36}	
Ter 1	1732-30	爆发源		$<1.4 \times 10^{36}$	
Ter 2	1724-31	爆发源	5.2×10^{36}	3.1×10^{36}	
Ter 5	1745-25	爆发源		$<0.26 \times 10^{36}$	
Ter 6	1751-31	暂现源		$<2.5 \times 10^{36}$	2.9×10^{36}
Lil 1	1730-33	爆发源 有一个可能的射电 对应体	$8.1 \times 10^{36} \sim <0.02 \times 10^{36}$	12.6×10^{36}	

§ 11.1 球状星团的 X 射线巡天

在发现了第一批 3 个球状星团 X 射线源后,接着 UHURU 的巡天总共取得 5 个源的 X 射线流量,以及 35 个球状星团 X 射线流量的上限值(Ulmer et al., 1976). HEAO-2(即爱因斯坦天文台)X 射线卫星上天后,对球状星团的巡天包括了 71 个星团,即已知的球状星团的一半,采用了两个成像观测装置,即 HRI(高分辨成像仪)和 IPC(成像正比计数器). 总共探测到 8 个亮的球状星团 X 射线源,包括证认了 Terzan 2 是个 X 射线星团(Grindlay et al., 1980),并发现了一个被遮挡了的红外星团 Grindlay 1 与 X 射线源 MXB 1728-34 相关. 此外,在 8 个球状星团中探测到 15 个低光度的源,确定了最亮的球状星团 X 射线源的光度函数,发现光度分布在 $10^{34.5} \sim 10^{36} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (波段在 $0.5 \sim 4.5 \text{keV}$) 之间存在间隙. 由此提出存在两类球状星团 X 射线源(Hertz and Grindlay, 1983a, b): 高 X 射线光度源($L_X \gtrsim 10^{36} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$),它们是没有磁化的中子星和低质量($< 1M_\odot$)的恒星组成的双星系统;低 X 射线光度源($L_X \lesssim 10^{34.5} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$)是密近双星中的吸积白矮星. 在 § 11.2 中将详细阐述这点. 1985 年, P. Hertz 和 K. S. Wood 报导了用 HEAO-1 卫星上的大面积巡天装置(Large Area Sky Survey Experiment)进行的完整样本巡天结果,包括了全部已知的 134 个银河系内的球状星团. 将这个结果与爱因斯坦天文台的结果合起来,它们给出改进了的最亮球状星团 X 射线源的光度函数(图 11.1). 证实了光度分布中间隙的存在. 采用最大似然计算(Avni et al., 1980),他们确定了任一球状星团包含了一个光度处在间隙中的 X 射线源的概率,即整个银河系中能找到 0.5 个这种 X 射线源的概率上限是 90%. 所以说在银河系中根本找不到光度处在间隙中的球状星团 X 射线源. 另一个特点是,用幂律去弥合光度函数中光度低于 $10^{34.5} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的分布,其指数是 -1.4 ± 0.7 ,置信度为 90%. 从目前观测得到的球状星团 X 射线源光度上限的数据,以

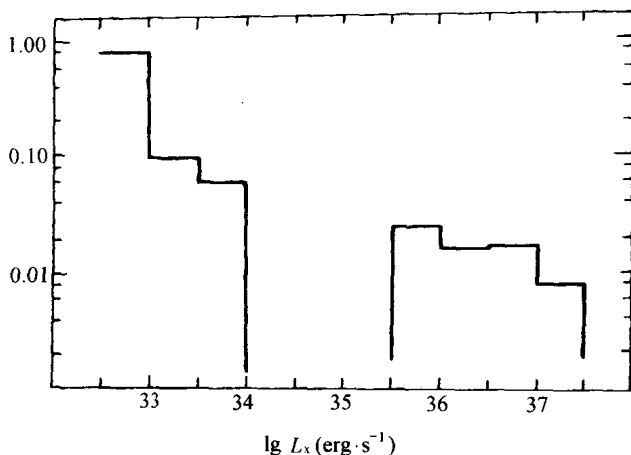


图 11.1 球状星团中最亮 X 射线源的光度函数. X 射线光度是处在 HEAO-1 的 0.5~20keV 波段

及粗糙的潮汐俘获形成理论预言(Hertz and Wood, 1985), 最亮源的光度函数在大约 $10^{32} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 处反转. 大多数的球状星团预期有一个 X 射线源光度大于 $10^{32} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 这有待 AXAF 卫星观测证实.

§ 11.2 X 射线谱和时变特征

爱因斯坦天文台上的监视正比计数器(MPC)有 8 个 PHA 通道, 有效能量范围在 1~20keV, 对能量小于 1keV 或大于 15keV 不灵敏. 用这个装置对 8 个最亮的球状星团 X 射线源进行了观测. 大多数源都观测了一次以上(Hertz and Grindlay, 1983b), 采用幂律、热韧致、指数和黑体四种谱形去弥合观测所得的谱, 结果是 NGC 6712 的谱用幂律表达最好, 谱指数为 $\alpha \simeq 1.3$, NGC 6624 的谱用热韧致谱($kT \simeq 7.0 \text{keV}$)弥合最好, 某些情况可以用简单的指数谱去弥合. 这里给出用热韧致辐射谱弥合所得到的参量, 对应的温度(kT)和低能截止 E_0 , 见表 11.2.

表 11.2 热韧致辐射谱弥合所得的谱参量

星团名	源	世界时		曝光时间 (s)	kT (keV)	E_a (keV)	f_x^* (接收)	f_x^* (发射)	$\lg L_x$ (erg · s)
		年	日						
NGC 1851.....	0513-40	1979	27.9	1516	5.7 ± 1.0	< 0.40	212 ± 21	218	36.48
		1979	52.4	901	6.5 ± 1.0	< 0.30	212 ± 22	218	36.48
		1979	61.6	1270	5.0 ± 0.5	< 0.30	158 ± 16	163	36.36
		1979	234.1	696	3.5 ± 1.0	< 0.70	61 ± 9	63	35.94
		1979	256.1	6388	3.0 ± 0.5	< 0.50	42 ± 5	43	35.78
Terzan 2.....	1722-30	1979	63.6	1147	6.0 ± 1.0	< 1.00	244 ± 24	349	36.66
		1979	270.3	369	7.5 ± 2.5	1.20 ± 0.45	165 ± 21	236	36.49
Grindlay 1....	1728-34	1980	87.0	4505	16.0 ± 3.5	2.10 ± 0.20	270 ± 26	621	36.87
Liller 1.....	1730-33	1979	76.3	2417	21.0 ± 5.0	1.80 ± 0.20	535 ± 45	1006	37.08
NGC 6441.....	1746-37	1979	63.2	1393	12.5 ± 2.5	0.75 ± 0.30	478 ± 42	617	36.88
		1979	63.4	1845	6.5 ± 1.0	0.85 ± 0.30	454 ± 45	586	36.85
NGC 6624.....	1820-30	1979	256.8	1187	6.3 ± 1.0	0.60 ± 0.30	350 ± 43	451	36.74
		1979	270.4	2744	6.5 ± 1.0	0.60 ± 0.40	350 ± 41	451	36.74
		1979	76.6	1434	7.0 ± 0.5	0.30 ± 0.30	5640 ± 450	5753	37.72
NGC 6712.....	1850-08	1979	269.7	3236	7.0 ± 0.5	0.30 ± 0.20	4565 ± 360	4656	37.63
		1979	81.6	1720	$30. \pm 0.5$	0.60 ± 0.30	131 ± 15	152	36.00
		1979	270.8	4055	3.6 ± 0.4	0.60 ± 0.20	172 ± 21	200	36.12
NGC 7078.....	2131+11	1979	292.8	614	4.0 ± 1.0	0.60 ± 0.40	171 ± 25	199	36.12
		1978	325.8	2212	8.0 ± 1.7	1.05 ± 0.40	83 ± 9	114	36.08
		1979	136.8	860	4.5 ± 1.0	1.75 ± 0.30	50 ± 6	104	36.04
		1979	322.3	2335	5.0 ± 0.5	< 0.40	284 ± 32	293	36.49
		1979	322.7	4055	5.3 ± 0.5	< 0.40	221 ± 22	230	36.39
		1979	322.8	2007	5.5 ± 0.5	< 0.40	198 ± 24	206	36.34

* 流量是以 $10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ 为单位, 在波段 $0.5 \sim 4.5 \text{ keV}$ 的值.

观测了两次和两次以上的源共有六个,结果非常有趣:(1)它们全部都是 X 射线流量变化很大的源. 大约半年的观测间隔,它们的 X 射线光度变化约 50%;其中 NGC 104、NGC 1851 和 NGC 7078(M15)变化甚至更大,约两倍以上. (2)更有趣的是 NGC 7078 的低能截止是变化的(见图 11.2),并且与它的光度有强相关,光度越低截止能量越大. (3)有多次观测的三个源显示只有光度变化,谱型不变,而另外三个连谱型也变. NGC 6441 是最典型的,在几个小时间隔的两次观测中,谱明显地变软,从 $kT \simeq 12.5\text{keV}$ 变到 $kT \simeq 6.5\text{keV}$. NGC 1851 谱对应的温度与其光度有好的相关,这种现象与在银河系核球中的几个 X 射线源的观测结果相似(Mason et al., 1976; Parsignault and Grindlay, 1978). NGC 1851 的光度增大 5 倍时,它的谱变硬,从 $kT \simeq 3\text{keV}$ 变到

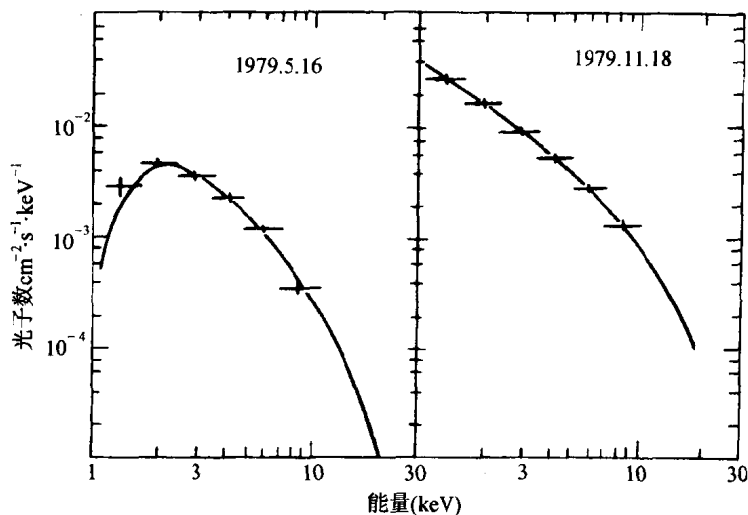


图 11.2 NGC 7078 中的亮 X 射线源的低能截止与光度强烈相关

$kT \simeq 6\text{keV}$, 而低能截止没有明显地改变. (4)另一个非常重要的特点是,在 12 个最亮的球状星团 X 射线源中,除了三个暂现 X 射线源 NGC 6440、NGC 6652 和 Ter 6 以外,其它都是 X 射线爆发源,

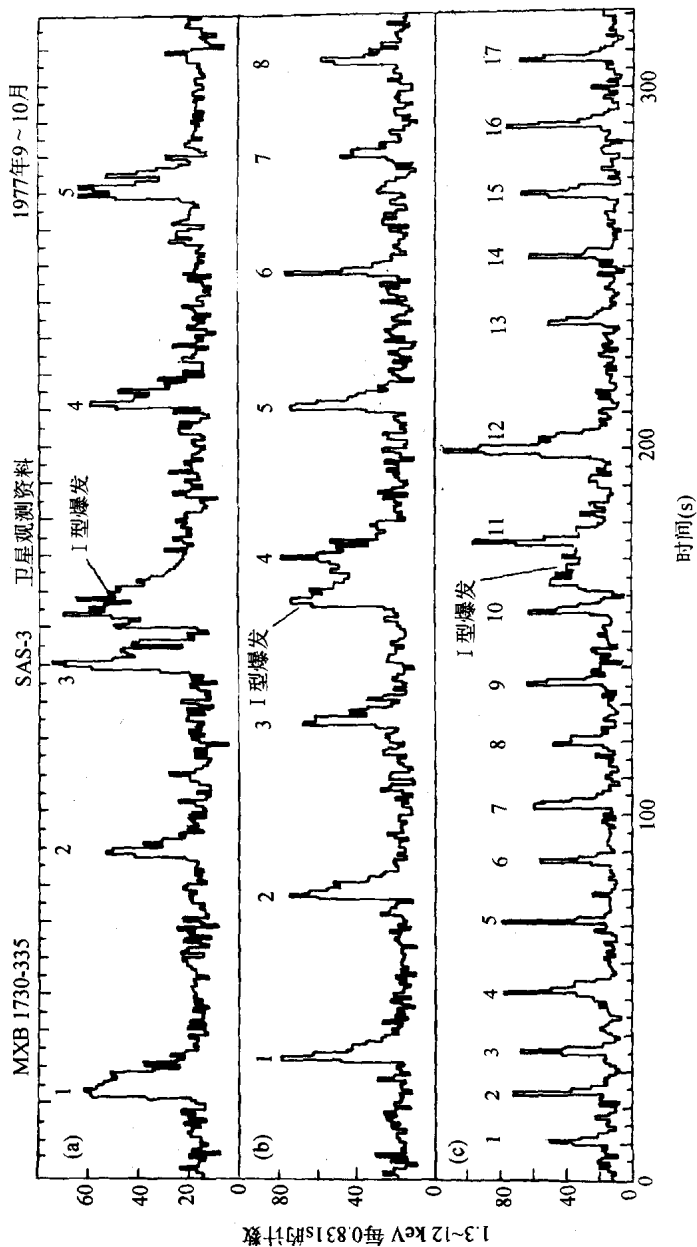


图 11.3 快变爆发源 L11(MXB1730-335)的三个不同时间的光变曲线. 每段时间中都出现一次 I 型爆发, 其它用数字标出的是 I 型爆发 (Hoffman, et al., 1978)

表 11.1 中已标明. 这里我们给出快变爆发源 L11 (MXB1730—335) 的三段 X 射线光变曲线(图 11.3), 这个源既有 I 型 X 射线爆发, 又有 II 型 X 射线爆发. 作为一个例子, 再介绍一下 Terzan 2 (对应 X1724—308), 爱因斯坦天文台的 HRI 和 MPC 两个装置观

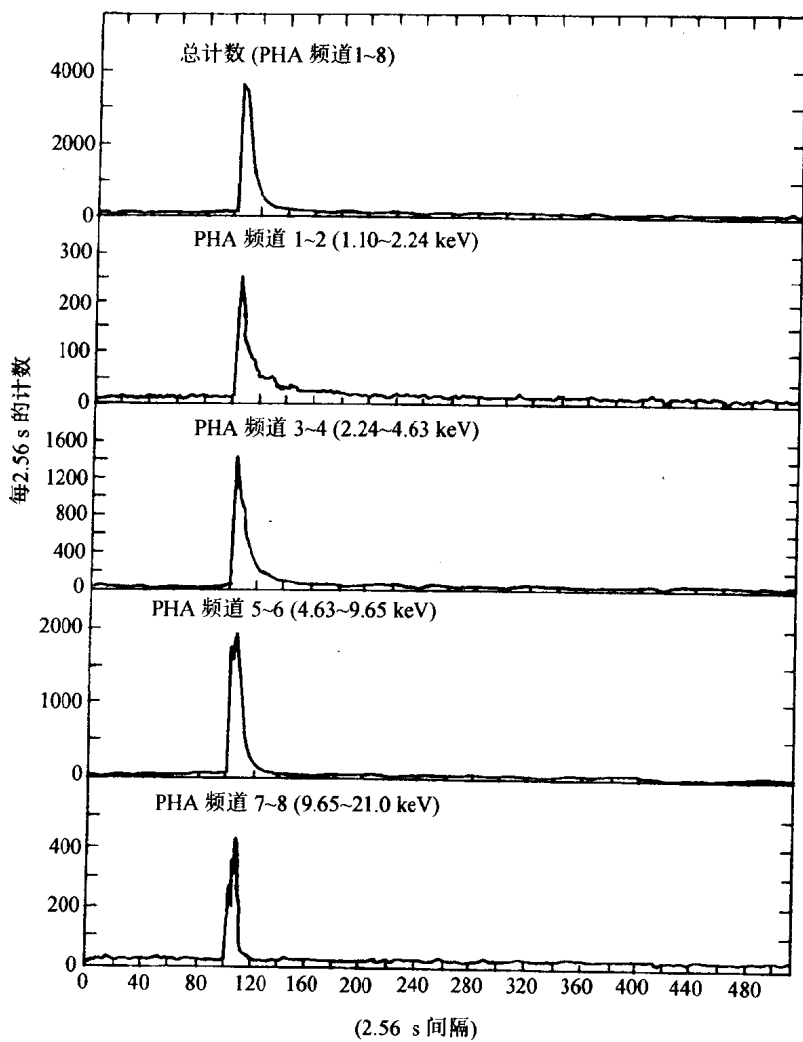


图 11.4 球状星团 Terzan 2 的 X 射线爆发的轮廓, 以及轮廓随频率变化的关系

测证实这个源是个持续辐射源,而且是个 X 射线爆发源,在 $2 \sim 6\text{keV}$ 范围内的流量约为 $10\mu\text{Jy}^{①}$ ($\sim 10\text{UFU}$),观测谱能与轫致辐射谱弥合的很好,温度为 $kT \simeq 7\text{keV}$ 和低能截止 $E_a \simeq 1\text{keV}$,表明吸收柱密度 $N_H \simeq 7 \times 10^{21}\text{cm}^{-2}$ (Swank et al., 1977; Grindlay, 1982). MPC 的全部 8 个频道 ($1.1 \sim 21.0\text{keV}$) 的总计数表示在图 11.4 的上图中,其它的四个图显示出爆发的轮廓以及随频率变化的关系, MPC 装置的积分最小时间分辨率是 2.56s . 更高的时间分辨率约在 $1.6\mu\text{s}$, 但没有能量信息. 这些数据的分析显示出,这个 X 射线暴有一个快的上升 ($\leq 0.2\text{s}$), 在爆发的峰值及衰减阶段,在整个频率为 $1.1 \sim 21\text{keV}$ 范围内,没有明显的快时间变化. 峰值辐射经历约 20s , 相应的峰值光度用黑体谱去计算是 $L_x \simeq 5 \times 10^{38} d_{10}^2 \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 其中 d_{10} 是以 10kpc 为单位到 $\text{Ter} 2$ 的距离,大约为 0.7 (Grindlay, 1978). 爆发随时间的衰减可用时间常数为 11s (在开头 20s 内) 的指数表达近似,随后的 300s 内用时间常数为 140s . 它衰减过程中的谱型可以用黑体谱较好地弥合,温度从 $kT \simeq 3\text{keV}$ 变冷、视半径约为 $\sim 7d_{10}\text{km}$. 在爆发峰值阶段,谱型很复杂,以上的黑体谱都不能弥合,视半径与温度都出现双峰,这也许意味着绝热膨胀壳的出现 (Grindlay, 1982).

§ 11.3 是大质量黑洞吗?

1975 年, J. N. Bahcall 和 J. P. Ostriker, J. Silk 和 J. Arons 分别提出, 中子致密的星团的深势阱可以使恒星损失的气体保留下来, 也许在致密核的坍缩中形成一个较大质量的黑洞 ($\sim 10^3 M_\odot$), 这种黑洞以一定速率吸积这种气体, 从而产生所观测到的 X 射线光度. J. E. Grindlay 和 W. Liller (1977) 报导了 4 个 X 射线球状星团的核中存在这种气体, 并以足够的量去供给质量可能超过 $10^2 M_\odot$ 的黑洞. 在 X 射线爆发源发现后不久, Grindlay 和 Gursky

① $1\text{Jy} = 10^{-26}\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$.

(1976)讨论了在球状星团 NGC 6624 中的 X 射线源是个质量大于几百个太阳质量的黑洞. 他们的根据主要是在两次爆发中谱变硬. 但是 Canizares(1976)指出他们的计算有误, 观测的结果对 X 射线的特征并没有很强的限制. 接着更多的 X 射线爆发源的发现表明, 一般情况下, 在爆发衰变过程中谱是变软的, 这更不利于大质量黑洞的假定. Lewin 等人(1977)指出, 观测到的 X 射线爆发源在银河系内的分布以及它们的特征表明它们是低质量双星, 而且这些源与球状星团 X 射线源的特征没有区别, 这是对低质量双星假说的支持. 与此同时, Bahcall 和 Wolf(1976)提出了一种用精确的位置测量来计算球状星团中 X 射线源的质量的统计方法. 其简要的理论(Bahcall and Lightman, 1976)是在一个高度弛豫了的恒星系统中, 如像球状星团的核, 它的中心弛豫时间大大短于星团的年龄, 每个恒星的动能可以确定或称为处于一恒定“温度”, 在这样的星团具有等温核的假定下, 越重的天体有更慢的平均速度, 应离中心越近. 一个质量为 M 的天体离这星团中心距离的期待值是 $R_x = 0.7 R_c (m/M)^{1/2}$ 角秒, 其中 R_c 是星团核的半径, m 是星团恒星的平均质量(约为 $0.5 M_\odot$). 取 Peterson 和 King(1975)测得的球状星团的光学中心及星团核半径的典型数据 $R_c \sim 7$ 角秒, 一颗质量为 $2 M_\odot$ 的 X 射线源与中心的距离期待值约 2.5 角秒. 如果 X 射线源为 $50 M_\odot$, 则距离期待值为 0.5 角秒.

爱因斯坦天文台上的 HRI 装置, 给我们提供了 X 射线源精确的位置测量($\sim 1''$). 8 个亮的球状星团 X 射线源的位置被精确测量(Grindlay et al., 1984). 这些星团光学中心的绝对位置和星团核半径进一步通过对 CTIO 的 4m 镜底板的数字化仔细分析而得到, 精度都在 $1''$ 左右, 观测结果列在表 11.3 中. 计算表明 X 射线源的质量分布应在 $0.9 \sim 1.9 M_\odot$, 置信度为 90%, 并以大于 99% 的置信度排除了质量大于 $3 M_\odot$ 的可能, 这是已知的迄今最好的估算. 由此, Grindlay 等人得出结论: 这些 X 射线光度 $\geq 10^{36} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的源可能全部都有类似的质量($\sim 1.5 M_\odot$), 它们是致密的双星系统, 由一颗中子星($\lesssim 1.5 M_\odot$)和一颗星团恒星($\sim 0.5 M_\odot$)所组

表 11.3 球状星团以及其中的 X 射线源的位置

星团名	X 源位置(1950)	星团中心位置(1950)	星团半径	偏离*
NGC 104 (47Tuc)....	00 21 51.58±0.4 -72 21 34.6±0.8	00 21 53.16±1.3 -72 21 29.9±1.3	23.6±1.3(")	0.36±0.07
NGC 1851.....	5 12 27.88±1.0 -40 05 59.7±0.4	5 12 28.03±0.7 -40 06 11.4±0.7	5.9±0.7	2.00±0.30
Terzan 2.....	17 24 20.09±1.6 -30 45 39.4±1.6	17 24 19.95±1.0 -30 45 36.7±1.0	6.5±1.4	0.50±0.31
Liller 1.....	17 30 6.63±1.6 -33 21 13.2±1.6	17 30 6.61±1.0 -33 21 19.7±1.0	3.5±0.5	1.86±0.60
NGC 6441.....	17 46 48.49±0.6 -37 02 17.8±0.5	17 46 48.75±0.7 -37 02 15.8±0.7	8.2±0.3	0.45±0.11
NGC 6624.....	18 20 27.84±0.90 -30 23 17.0±0.9	18 20 27.56±0.7 -30 23 15.6±0.7	5.2±0.5	0.75±0.23
NGC 6712.....	18 50 21.18±0.4 -8 46 4.4±0.3	18 50 20.78±5.6 -8 46 6.5±0.9	49±5	0.13±0.08
NGC 7078(M15)....	21 27 33.14±0.5 11 56 51.0±0.7	21 27 33.40±0.5 11 56 48.9±0.5	5.5±1	0.79±0.20

* X 射线源对球状星团中心的位置偏离,以球状星团核半径为单位.误差为 1σ .

成,其最可能的形成机制是潮汐俘获. 它们属于低质量 X 射线双星(LMXRB_s)这一类,伴星质量小于 $1M_{\odot}$,并且充满洛希瓣,这些物质不断地被吸积到另一个致密天体的吸积盘上而产生 X 射线辐射.

在球状星团亮 X 射线源(GCXS_s)的机理基本弄清后,另一类低 X 射线光度源(LLGCX_s), $L_X \lesssim 10^{34.5} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的源便很快被推测出,它们可能是一颗正在从充满了洛希瓣的低质量伴星吸积物质的白矮星. 这个结论的根据是: (1)在 GCXS_s 和非暂现源的 LLGCX_s (参见表 11. 4)之间的光度差 $\sim 10^3$ 因子,正是中子星和白矮星表面驱动吸积的引力势之间的差; (2)所观测到的非暂现源的 LLGCX_s 中最大的光度是吸积白矮星的理论上的最大值 (Kylafis and Lamb, 1979, 1982); (3)它们在星团中的位置分布,大多数由 IPC 测定,虽然精度不够,但表明它们的质量比 GCXS_s 低; (4)所推算出的光度函数与潮汐俘获白矮星的理论预言相吻合 (Fabian et al. , 1975; Press and Teukolsky, 1977).

表 11. 4 球状星团中暗弱的 X 射线源

星团名称	X 射线源名称	$L_X(0.5 \sim 4.5 \text{keV})$ ($\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$)
NGC 104	0021-72	6.9×10^{33}
NGC 1904	0522-24	7.3×10^{33}
NGC 5139	1324-47	0.5×10^{33}
NGC 5272	1340+28	4.0×10^{33}
NGC 5824	1501-33	20.1×10^{33}
NGC 6440	1746-20	1.8×10^{33}
NGC 6541	1804-43	2.1×10^{33}
NGC 6656	1833-24	0.2×10^{33}

至此,黑洞说与双星说的争论告一段落. 与此同时,又揭开了研究球状星团中 X 射线双星的新的一页,如寻找它们中有可能观测到的光变周期,它们的成因、演化以及这些演化与球状星团演

化的关系等等. 下面我们将介绍这方面的进展.

§ 11.4 X 射线双星的证认

爱因斯坦天文台上的 HRI 装置具有角秒精度位置的测量, 其误差圆是 1 角秒量级, 这便导致了大量的 LMXRBs 的光学伴星的证论 (Parmer and White, 1988), 其中包括在 M15 中的球状星团源 4U2127+12 (Auriere et al., 1984), 持续的核球源 GX31+1 (Gania and Grindlay, 1987) 和 X 射线爆发源 4U1415-05 (Grindlay et al., 1988). 其道理很简单, 因为球状星团的核中恒星密度很大, 以前的 X 射线卫星观测的误差圆太大, 圆中包括的光学候选者太多以致无法证认.

1. 光学伴星的证认和寻找

按照低质量 X 射线双星的光学伴星的特征, 即首先是紫外过剩的恒星, 其 $(U-B) \lesssim -0.5$; 由于质量约 $0.5M_{\odot}$, 其绝对星等对高光度天体约为 1~3, 它们的视星等在 20 等左右. 一个成功的事例是球状星团 M15, 它包含一个亮 X 射线源 4U2127+12, 根据位置的吻合以及紫外过剩, 一颗名为 AC211 的恒星被证认是 4U2127+12 的光学伴星 (Auriere et al., 1984). AC211 是一颗 ~15 等的蓝色变星, 它显示出几种特征与低质量 X 射线双星的光学伴星相似, 如光变和具有发射线 (Auriere et al., 1986; Charles et al., 1986). 17.122 小时的光变周期 (Illovaisky et al., 1992) 和 X 射线变化周期的测定更确认了这点. 现在的模型, 轨道周期是 17.112 小时, 这个双星是由一颗 $\sim 1.4M_{\odot}$ 的中子星和一颗 $\sim 1M_{\odot}$ 结束了主序星阶段的恒星组成, 伴星已充满了洛希瓣, 它的物质正流向中子星. 这个模型正适合于其演化过程, 并能解释其周期.

接着进行了寻找其它亮的 X 射线源的光学伴星的工作, 在爱因斯坦天文台的 HRI 观测的每个源的 3 角秒的范围内, 寻找 UV 过剩的天体, 排出了在 NGC 1851、6441、6624 和 6712 中有像 AC211 那么蓝和亮的恒星的可能. 其余的高光度源所在的星团严

重地被红化,在 U 波段没有观测到.但是在 NGC 6712 中,Bailyn 等人(1988)和 Cudworth(1988)从观测分析出一个可能的光学候选者,它的视星等 ≥ 20 ,色指数 $(U-B) \leq -0.5$,由于它很接近星团中心,这里恒星密度太大使观测有很大的不确定性.

低光度球状星团 X 射线源发现后,很快便提出它们可能是激变变星(CV_s)(Hertz and Grindlay, 1983a),即由一颗白矮星从充满了洛希瓣的低质量伴星吸积物质造成.按照 CV 模型,LLGCX_s的光学伴星有蓝色过剩,并展现短时标光变和闪变.这种证认工作碰到更大困难,因为 LLGCX_s的观测由 IPC 装置取得,误差圆很大,包含着几百甚至几千颗恒星,尽管如此,Auriere 等人(1989)提出在球状星团 47Tuc 中蓝色的 9 号恒星, $U \simeq 18$,可能是其 LLGCX_s的光学伴星,Grindlay(1986)提出,在 NGC 5824 中,一颗 $V=20.6$, $B-V=0.2$ 和 $U-B=-0.6$,X 射线对光学光度比为 40 的恒星,可能是其 X 射线源的光学伴星.但是,这些都没有被进一步观测所证实(Bailyn, 1990).

2. X 射线变化周期的观测

EXOSAT 和 GINGA 两颗卫星对亮的 GCX_s的观测结果的分析表明,最有趣的是 NGC 6624 中的 4U1820 和 M15 中的 4U2127+12 两个 X 射线源,下面我们将重点介绍它们.其它亮源中,只有 NGC 6441,由 EXOSAT 观测表明有两个长达约 90 分钟的光度变小、间隔约 5 小时的状态.这变小与频率无关,并且没有发现谱变化(Parmar et al., 1990),还需要进一步的观测.其它源几乎保持光度恒定,当然除了短时标的爆发以外.

NGC 6624 中的 4U1820-30 是被发现的第一个 X 射线爆发源,也是最亮的 GCX_s源,常被当作这类源的原型.在 80 年代 X 射线源的观测中,发现它呈现出三种不同的变化时标:(1)Vela 卫星观测(Priedhorsky and Terrell, 1984)报导它有一个周期约 176 天的长时标的 X 射线光度变化.爆发活动与这光度有关,当源处在亮的状态时爆发活动消失.这长时标变化周期仍是个谜,有人提出这是由于吸积盘的进动,或双星轨道受到另一个较远的第三个

恒星作用产生的进动造成(Grindlay, 1986; Bailyn and Grindlay, 1987),但都没有解释为何能调节吸积率产生爆发. (2) EXOSAT 卫星发现它有一种低幅度($\leq 3\%$) 685s, 即 11.4min 的周期(Stella et al., 1987). 通过分析较早的 Ariel V 卫星的观测资料(Smale et al., 1987), 以及 SAS-3 卫星的观测资料(Morgan et al., 1988) 显示这个周期相当稳定, 精度在每年约 1ms, 它只能解释为轨道周期. 这个极短的双星周期, 短于任何已知的双星周期, 要求正在丢失质量的伴星是个简并的矮星. 现在认为它是一颗质量为 $0.06M_{\odot}$ 的氢白矮星, 围绕一颗质量为 $1.4M_{\odot}$ 的中子星转的双星系统, 白矮星已充满洛希瓣, 并以 $10^{-8}M_{\odot} \cdot a^{-1}$ 的速率向中子星转移物质. 中子星吸积盘边缘结构的变化引起 X 射线流量变化. (3) EXOSAT 还发现这个 X 射线源处在高光度状态时, 无爆发, 但是出现 0.2~0.5s 的准周期振荡, 这类似于其它的低质量 X 射线双星(LMXBs)中所观测到的现象(Stella et al., 1987). 更为有趣的是, 1991 年 Tan 等人报导了 GINGA 卫星在 1989 年 2 月和 4 月中的观测, 发现 11.4min 的周期的变化, 在这段期间, 观测到它的 X 射线强度极大值分别比 685s 恒定周期所预示的提早了 $71 \pm 21s$ 和 $94 \pm 21s$. 从 1976 到 1989 的 13 年中, 它的强度极大值出现的时间是与恒定的 $0.074 \pm 0.013ms \cdot a^{-1}$ 周期递减速率一致的. 而这次观测到的显著减小, 如果是反映轨道周期变化, 这与以前提出的标准双星模型发生矛盾. 这有两种可能, 或者模型不对; 或者是这个 X 射线源正被另一个天体的引力场所作用, 正在向我们作加速运动. 造成引力加速作用的天体, 有可能是这双星处在一个等级式三星系统中的第三个遥远的同伴, 或者是星团势.

M15 中的 4U2127+12 是一颗唯一的光学伴星得到认证的 GCXs, 以前的观测认为它的光学和 X 射线光变周期是 8.5 小时(Ilovaisky et al., 1987; Hertz 1987), 但最新的观测分析结果为 17.112 小时(Ilovaisky et al., 1992). 长时期来不知道它是一颗 X 射线暴, 直到 1988 年, GINGA 卫星终于探测到它是一颗 X 射线暴(Dotani et al., 1990), 爆发的极大值接近一颗中子星的爱丁顿

极限. 如果这个源是个低质量的 X 射线双星, 那末它的 X 射线对光学辐射流量的比不应该是现在的 ~ 20 , 而应是 ~ 350 (Van Paradijs, 1983), 即它的 X 射线光度应该 $\geq 10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Grindlay (1986) 解释了这点, 他指出这个源正被称作吸积盘的冕所包围, 这冕妨碍着我们直接观测 X 射线源, 所观测到的 X 射线流量是通过吸积盘的冕散射到我们的辐射. 这冕的光深不大, 并且只阻截了部分的 X 射线流量. 4U2127+12 反常低的 X 射线对光学流量比, 以及不寻常的低能 X 射线变化, 也许是由围绕这源的物质吸收的变化所引起. 这吸收的变化被 Hertz 和 Grindlay (1983b) 所发现, 并由 Cheng 和 Grindlay (1987) 对 M15 的爱因斯坦天文台的大量观测资料的再分析所证实, 见图 11.5. 图 11.5 表明了低能吸收 (这里表为等效的中性氢柱密度 N_{H}) 和硬 X 射线流量 (它代表了总的 X 射线光度) 之间的明显相关. 当 X 射线光度增大, 低能吸收减小, 这表明围绕这双星有着大量的物质, 它们可能是部分电离的, X 射线流量增大使得它们更为透明. 如果这双星处于有着共同包层的阶段, 这些吸收物质的出现非常自然.

按照非球状星团的星系 X 射线源特征, 低光度的球状星团 X 射线源, LLGCX_s, 又可分为两个亚类, $L_{\text{X}} > 10^{33} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的源; 它们被认为是软 X 射线暂现源; $L_{\text{X}} < 10^{33} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的源, 它们被认为是灾变星 (Charles, 1990). 软 X 射线暂现源应是一颗中子星与一颗质量在 $0.5M_{\odot}$ 到 $0.8M_{\odot}$ 之间的恒星组成, 当它处于宁静状态时, X 射线光度 $\leq 10^{34.5} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 而灾变星是白矮星双星, 前面已经讲过. 尽管对 LLGCX_s 进行了许多探讨, 但进展不明显, 只有在 47Tuc (NGC 104) 中的 E0021.8-7221 X 射线源值得报导一下, Auriere 等人 (1989) 公布了对爱因斯坦天文台观测数据再分析的结果, 发现这个源可能有 120s 和 4.8s 的周期, 这与灾变星的行为吻合. 接着 γ 射线 ($\geq 5 \text{TeV}$) 观测 (de Jager et al., 1989) 证实这个源具有 120.1s 的脉冲周期, 其 γ 射线峰值光度约为 $10^{36} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 这排除了它是灾变星的可能. de Jager 等人提出 E0021.8-7221 很可能是一个处在高的倾角的 LMXB_s, 所以观测到的 X 射线光

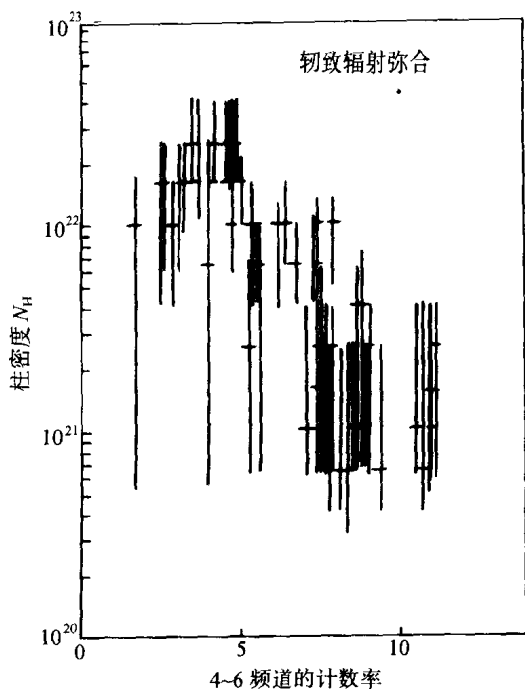


图 11.5 球状星团 M15 中的 X 射线源的低能吸收
柱与硬 X 射线流量的关系

度很低 $\sim 10^{34} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 其吸积光度应 $> 10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 这些猜测还需等待进一步观测的证实.

§ 11.5 潮汐俘获形成说

对球状星团 X 射线源, 无论是高光度的、还是低光度的源, 目前最普遍的看法是其形成的主要方式是潮汐俘获. 这些 X 射线双星不可能是原初双星, 因为原初双星处于 X 射线辐射阶段的时间是 $\leq 10^6$ 年 (van den Heuvel, 1977), 然而球状星团的年龄已有 10^{10} 年. 至于俘获的方式有许多不同的模型 (Verbunt, 1988; Grindlay,

1988), 这里便不仔细阐述, 只对双星和等级式三星俘获理论给以粗略的解释, 其原理类似粒子物理学中的两体相互作用, 首先估算俘获截面或碰撞参量, 然后估算两类恒星的分布函数, 最后计算其单位体积中的俘获速率. 由于球状星团中恒星密度很大, 较早估算的恒星潮汐俘获形成双星的碰撞参量约为 3 个恒星的半径 (Fabian et al., 1975), 经过改进后, 最大碰撞参量仍然约为 3.3 个恒星半径 (Mc Millan et al., 1987). 这对产生观测到的源的数目所要求的中子星数目的推测并没有很大的影响. 值得注意的是一颗致密星与一颗靶星的俘获不一定形成一个双星, 这与它们的碰撞参量直接有关. Lee 和 Ostriker (1986) 证明, 如碰撞参量为靶星半径的四分之一时, 相互的轨道角动量是不足以形成一个双星, 结果是两星的并吞. 有的认为 (Krolik, 1984), 一颗致密星与一颗主序星的正碰将导致主序星的彻底瓦解, 瓦解恒星的部分物质随后可以形成一个绕致密星的大质量盘. 情况更为复杂的是还与两颗星的质量有关, 这些都值得研究. 各种不同可能的俘获过程表示在图

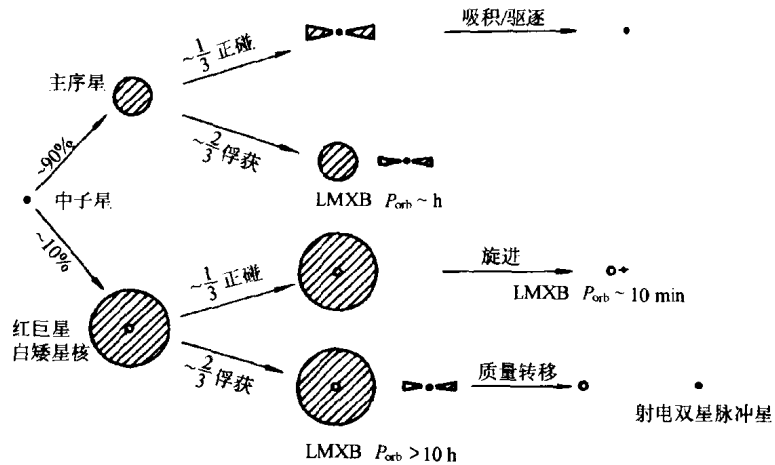


图 11.6 一颗中子星最容易产生的俘获过程以及可能的结局的示意图

11.6 中作为参考 (Verbunt, 1988). 大多数的中子星 ($\sim 90\%$) 都被

主序星俘获. 白矮星与中子星类似. 其中约 $1/3$ 是正碰, 结果可能是产生一个被大质量盘所围绕的致密星; $2/3$ 是俘获而形成双星, 当质量从主序星向中子星转移时, 便是一颗低质量的 X 射线双星, 轨道周期约为小时量级. 少数的中子星 ($\sim 10\%$) 被巨星和亚巨星俘获, 其中约 $1/3$ 通过正碰导致具有共同包层的双星, 接着旋进产生一个极短周期 ($> 10\text{min}$) 的 LMXB_s; 另外约 $2/3$ 俘获形成一种较长周期 ($> 10\text{h}$) 的 LMXB_s, 质量转移将增加其轨道周期, 直到巨星外包层耗尽为止, 留下一个由巨星的白矮星核和中子星组成的双星.

Grindlay (1985) 提出, 一个致密双星可以是第三颗恒星俘获的有效靶子. 这个问题正在仔细研究之中 (Bailyn, 1989), 初步的结果显示, 第三颗恒星与一个双星碰撞, 其最小距离至少为双星的半主轴的三倍, 具有 3% 的概率造成一个稳定的等级的三星系统, 这系统的外半主轴至少是内半主轴的三倍, 也许不超过十倍, 因为受到第三颗恒星俘获截面的限制. 他们试图把这种模型用来解释 NGC 6624 中的 4U1820-30 具有两种可能的周期现象, 提出 176 天长周期也许是由于第三颗较远的伴星所引起, 它是内双星 11.4 分钟轨道的进动周期. 但这便要求第三颗伴星的轨道周期为约 15 小时, 迄今观测还没发现它. 如果是一个不在同一平面上的三星系统, 也许与观测没有矛盾.

§ 11.6 演化模型

俘获形成的双星, 其中一颗是中子星或白矮星, 而且伴星如果充满洛希瓣并向致密星转移物质, 物质被吸积到致密星便产生一个低质量的 X 射线双星. 因此 X 射线双星是这种俘获双星演化过程中的一个阶段. 关于双星的演化理论读者可以看有关书籍和文献, 这里不再赘述. 下面要讲的是涉及到与球状星团 X 射线源有关的两个方面.

有一种理论 (Bailyn and Grindlay, 1987) 不同意 11.4 分钟周

期的 X 射线源是由中子星与红巨星正碰产生. 他们提出是中子星俘获将要结束主序星阶段的恒星, 然后经过演化而形成. 这种俘获双星演化过程中会出现两个由伴星向中子星转移物质的阶段. 第一个阶段是俘获后的 $\geq 0.8M_{\odot}$ 的伴星向 $\sim 1.2M_{\odot}$ 的中子星转移物质. 这也许对应着 10 小时量级周期的 X 射线源. 这种双星演化, 伴星形成一个 $\sim 0.1M_{\odot}$ 的白矮星核, 逐步变成一个不转移物质的白矮星-中子星双星; 进一步的引力辐射, 白矮星丢失质量, 轨道变小, $\sim 10^7$ 年后开始第二次转移物质的时期, 这也许是 11.4 分钟 X 射线双星所处的阶段. 应该指出, 这些理论都在研究中.

目前在银河系中已证认的 LMXRB_s 约有 100 个, 其中一半是处在银河系的核球中, 十分之一在球状星团中 (Trimble, 1992), 按质量算出的 LMXRB_s 生成率, 球状星团占绝对优势. 因此, Grindlay (1986, 1988) 提出, 大多数在星系核球中的 LMXRB_s 及 X 射线爆发源, 都是在球状星团中由潮汐俘获形成的, 随后这些星团遇到银河系中的巨分子云, 由于潮汐的冲击便瓦解了. 巨分子云的质量为 $10^5 M_{\odot}$, 有效半径约 1pc (Spitzer, 1985), 星团平均瓦解的时间尺度是 10^9 年. 接着用不同的参量估算出星团穿过银河系中巨分子云环, 约有 1% 的概率被瓦解 (Sanders et al., 1985). 星团在银河系中运行的轨道周期约 10^8 年. 按银河的年龄, 可估算出约有 150 个星团已被瓦解, 每十个星团中约有一个高光度的 GCXS_s, 所以与观测没有大的矛盾. 随之也报导了一些观测事实, 间接说明其可能性 (Chernoff and Shapiro, 1987; Cowley et al., 1987).

§ 11.7 河外星系 M31 中的球状星团 X 射线源

在河外星系中, 能证认出球状星团 X 射线源的星系, 目前只有 M31 (Long and van Speybroeck, 1983). 爱因斯坦天文台上的 HRI 和 IPC 装置观测的结果是, M31 中有 24 个 GCXS_s, X 射线光度从 $5 \times 10^{36} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 到 $2.64 \times 10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 平均光度为 $4.7 \times 10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 如果把银河系中的 GCXS_s 放到 M31 中, 只有两个源

能被探测到. 在 M31 中, 光学观测其中心 27.5 角分的范围内, 已知有 325 个球状星团 (Sargent et al., 1977; Battistini et al., 1980). 而在银河系中, 光学观测到 130 个球状星团, 因此与银河系相比, GCXS_s 所占比例大致相同.

银河系中 GCXS_s 的分布, 从概率上看, 倾向于分布在银河核球中. 类似地, 在 M31 的核球中 GCXS_s 的比例比晕和盘中的高的多. 并且发现 (Crampton et al., 1984) 在 M31 中, 含有 X 射线源的球状星团光学上一般讲更亮, 也就是出现的概率与光学光度大致有正比关系. 而在银河系中, 这概率与球状星团中恒星密度大致成正比关系, 与恒星速度分布有反比关系, 但并没有发现这两个球状星团参数与其光学光度有关.

M31 中的 GCXS_s 与银河系中的谱相似, 但平均光度大的多, 这是选择效应还是固有特征目前并不清楚.

在过去的十几年中, 对球状星团 X 射线源的观测和分析取得了很大的成功, 但是还存在不少有待回答的问题.

对高光度 GCXS_s, NGC6624 中的 X 射线源是很有趣的一个, 它的三种周期之间的关系并不清楚, 685s 周期的变化非常值得研究, 也涉及到其形成和演化模型的探讨. M15 中 X 射线源爆发特征, NGC 6712 中 X 射线源的变化, NGC 6441 中 X 射线源的周期证认都需要做许多工作.

对于低光度 LLGCX_s 一个突出的问题是其灾变星模型的证实问题, 尽管似乎很合理. 目前许多艰苦的光学观测工作正在进行. 有的正等待空间望远镜的观测.

理论上各种俘获模式和演化模型的深入研究都是有价值的, 其优劣及取舍的许多方面都期待着新一代的 AXAF 卫星的上天.

参 考 文 献

- Auriere, M. et al., 1984, *A. Ap.*, **138**, 415.
Auriere, M. et al., 1986, *A. Ap.*, **158**, 158.
Auriere, M. et al., 1989, *A. Ap.*, **214**, 113.

- Avni, Y. ,et al. ,1980, *Ap. J.* ,**238**,800.
- Bahcall, J. N. and Ostriker, J. P. ,1975, *Nature*,**256**,23.
- Bahcall, J. N. and Lightman, A. P. ,1976, private communication in Bahcall and Wolf (1976).
- Bahcall, J. N. and Wolf, R. A. ,1976, *Ap. J.* , **209**,214.
- Bailyn, C. D. ,1989, *Ap. J.* ,**341**,175.
- Bailyn, C. D. ,1990, Accretion-powered Compact Binaries, ed. ,C. W. Mauche, Cambridge Univ. Press, p. 55.
- Bailyn, C. D. and Grindlay ,J. E. ,1987, *Ap. J.* ,**312**,748.
- Bailyn, C. D. and Grindlay ,J. E. ,1987, *Ap. J.* ,**316**,L25.
- Bailyn, C. D. et al. ,1988, *Ap. J.* ,**331**,303.
- Battistini, P. et al. ,1980, *A. Ap. Suppl.* ,**42**,357.
- Canizares, C. R. ,1976, *Ap. J.* ,**207**,L101.
- Charles, P. A. ,1990, Proc. 23rd ESLAB Symp. on Two Topics in X-ray Astronomy, Bonogna, Italy, 13—20 Sept. 1989, p. 129.
- Charles, P. A. et al. ,1986, *Nature*,**323**,417.
- Cheng, Fu-zhen. and Grindlay, J. E. ,1987, IAU Symp. 125, The Origin and Evolution of Neutron Stars, eds. ,D. J. Helfand and J. -H. Huang, p. 204.
- Chernoff, D. and Shapiro, S. ,1987, IAU Symp. 126, Globular Cluster Systems in Galaxies, eds. ,J. E. Grindlay and A. G. D. Philip, p. 673.
- Clowley, A. P. ,et al. ,1987, *Ap. J.* ,**320**,296.
- Crampton, D. ,et al. ,1984, *Ap. J.* ,**284**,663.
- Cudworth, K. M. ,1988, *A. J.* , **96**,105.
- Dotani, T. ,et al. ,1990, *Nature*,**347**,534.
- Fabian, A. C. et al. ,1975, *M. N. R. A. S.* ,**172**,15p.
- Garcia, M. R. and Grindlay, J. E. ,1987, private communication.
- Giacconi, R. et al. ,1972, *Ap. J.* ,**178**,281.
- Grindlay, J. E. ,1978, *Ap. J.* ,**224**,L107.
- Grindlay, J. E. ,1982, NATO Proc. , *Galactic X-ray Sources*, eds. , P. W. Sanford et al. , p. 363.
- Grindlay, J. E. ,1985, IAU Symp. 113, Dynamics of Star Clusters, eds. ,J. Goodman and P. Hut, p. 43.
- Grindlay, J. E. ,1986, The Evolution of Galactic X-ray Binaries, NATO ASI Series, 167, 25.
- Grindlay, J. E. ,1988, IAU Symp. 126, Globular Cluster Systems in Galaxies, eds. ,J. E. Grindlay and A. G. D. Philip, p. 347.

- Grindlay, J. E. and Gursky, H. ,1976, *Ap. J.* ,**205**,L131.
- Grindlay, J. E. and Liller, W. ,1977, *Ap. J.* ,**216**,L105.
- Grindlay, J. E. et al. ,1980, *Ap. J.* ,**240**,L121.
- Grindlay, J. E. et al. ,1984, *Ap. J.* ,**282**,L13.
- Grindlay, J. E. et al. ,1988, *Ap. J.* ,**334**,L25.
- Hertz, P. ,1987, *Ap. J.* ,**315**,L119.
- Hertz, P. and Grindlay, J. E. ,1983a, *Ap. J.* ,**267**,L83.
- Hertz, P. and Grindlay, J. E. ,1983b, *Ap. J.* ,**275**,105.
- Hertz, P. and Wood, K. S. ,1985, *Ap. J.* ,**290**,171.
- Hoffman, J. A. et al. ,1978, *Nature* ,**271**,630.
- Hut, P. et al. ,1992, *PASP* , **104**, 981.
- Ilovaisky, S. A. et al. ,1987, *A. Ap.* ,**179**,L1.
- Ilovaisky, S. A. et al. ,1992, *A. Ap.* , **270**, 139.
- de Jager, O. C. et al. ,1989, *IAUC* 4858.
- Krolik, J. H. ,1984, *Ap. J.* ,**282**,452.
- Kylafis, N. D. and Lamb, D. Q. ,1979, *Ap. J.* ,**228**,L105.
- Kylafis, N. D. and Lamb, D. Q. ,1982, *Ap. J. Suppl.* ,**48**,239.
- Lee, H. M. and Ostriker, J. P. ,1986, *Ap. J.* ,**310**,176.
- Lewin, W. H. G. et al. ,1977, *Nature* ,**267**,28.
- Long, K. S. and Van Speybroeck, L. P. ,1983, *Accretion-driven Stellar X-ray Sources* ,
eds. , W. H. G. Lewin and E. P. J. van den Heuvel, p.117.
- Mason, K. O. et al. ,1976, *M. N. R. A. S.* ,**177**,513.
- Mc Millan, S. L. W. et al. ,1987, *Ap. J.* ,**318**,261.
- Morgan, E. H. et al. ,1988, *Ap. J.* ,**324**,851.
- Parmar, A. N. and White, N. E. ,1988, *Mem. Soc. Astr. It.* ,**59**,7.
- Parmar, A. N. et al. ,1990, *Accretion-powered Compact Binaries*, ed. , C. W. Mauche ,
Cambridge Univ. Press, p. 47.
- Parsignault, D. R. and Grindlay, J. E. ,1978, *Ap. J.* ,**225**,970.
- Peterson, C. J. and King, I. R. ,1975, *A. J.* ,**80**,427.
- Press, W. H. and Teukolsky, S. A. ,1977, *Ap. J.* ,**213**,183.
- Priedhorsky, W. and Terrell, J. ,1984, *Ap. J.* ,**284**,L17.
- Sanders, D. B. et al. ,1985, *Ap. J.* ,**289**,373.
- Sargent, W. L. W. et al. ,1977, *Ap. J.* ,**212**,326.
- Silk, J. and Arons, J. ,1975, *Ap. J.* ,**200**,L131.
- Smale, A. P. et al. ,1987, *M. N. R. A. S.* ,**225**,7p.
- Spitzer, L. ,1985, *Ap. J.* ,**290**,L21.

- Stella, L. et al. ,1987, *Ap. J.* ,**312**, L17.
- Swank, J. et al. ,1977, *Ap. J.* ,**212**, L73.
- Tan, J. et al. ,1991, *Ap. J.* ,**374**, 291.
- Trimble, V. ,1992, *Evolutionary Processes in Interacting Binary Stars*, ed. . Y. Kondo et al. ,p. 91.
- Ulmer, M. P. et al. ,1976, *Ap. J.* ,**208**, 47.
- van den Heuvel, E. ,1977, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* ,**302**, 14.
- Van Paradijs, J. ,1983, *Accretion-driven Stellar X-ray Sources*, eds. . W. H. G. Lewin and E. P. J. van den Heuvel, p. 189, Cambridge Univ. Press.
- Verbunt, F. ,1988, *Adv. Space. Res.* ,**8**, (2)529.

第十二章 正常星系的 X 射线辐射

潘 炼 德

正常星系的 X 射线辐射的研究是天文学中非常年轻的课题, 因为直到 1978 年 11 月爱因斯坦天文台上天之前, 除了与赛佛特星系核有关的明亮的 X 射线源外, 仅知道四个星系 (即银河系、M31、大麦哲伦云及小麦哲伦云) 是发射 X 射线辐射的 (Helfand, 1984). 爱因斯坦天文台观测到了二百多个星系的 X 射线辐射, 其中一部分星系的资料包含了较详尽的细节 (Fabbiano et al., 1992), 从而使这些星系的 X 射线辐射形态、X 射线辐射频谱及其单个的源的研究成为可能, 并能够与光学、红外及射电等有关资料进行比较. 基于爱因斯坦天文台及随后的 EXOSAT、Ginga、ROSAT 等卫星观测表明, 各种不同类型的正常星系都是在空间有一定延伸范围的 X 射线源, 其 X 射线辐射的光度范围在 $10^{38} \sim 10^{42} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 之间 (在 $0.2 \sim 3.5 \text{keV}$ 频段) (Fabbiano, 1989a; Awaki et al., 1990; Zimmermann, 1992). 虽然这只是星系总能量中的一小部分, 但正常星系的 X 射线观测不仅使我们对星系的 X 射线辐射特性及机制增进了解, 并且有利于研究恒星演化的最终产物 (超新星爆发遗迹和致密天体诸如中子星、白矮星及黑洞)、星际介质中的热成分以及活动的核区域等.

不同类型的星系的 X 射线辐射的特性及起源是不同的, 应该讨论的问题也有所不同. 在本章的 § 12.1、§ 12.2 及 § 12.3 中将对旋涡星系及不规则星系、星爆星系及核外流、椭圆星系及透镜状星系进行讨论, 在 § 12.4 中将简单介绍正常星系的 X 射线辐射频谱及正常星系 X 射线辐射对河外 X 射线背景的贡献.

§ 12.1 旋涡星系及不规则星系

旋涡星系及不规则星系同属晚型星系，它们都是复杂的、空间上有一定延伸范围的 X 射线源，其 X 射线光度范围约在 $10^{38} \sim 10^{41} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 内 ($0.2 \sim 3.5 \text{keV}$ 频段) (Fabbiano, 1986). 下面对其主要的辐射源及有关的分析研究结果作一介绍.

12.1.1 离散的亮源

对银河系及本星系群的 X 射线观测表明 (Fabian, 1981; Helfand, 1984), 晚型星系 (旋涡星系及不规则星系) 的 X 射线辐射中很大部分来自 X 射线光度范围在 $\sim 10^{35} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 至 $10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 之间的单个亮源的贡献的叠加. 这些离散的亮源主要是包含一个致密天体的密近吸积双星及超新星遗迹. 至于普通恒星的星冕 X 射线辐射, 其 X 射线光度在 $10^{28} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 至 $10^{33} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 范围 (Vaiana et al., 1981), 也许除了在最低能段处及在某些星爆区域外, 对总的 X 射线辐射并无重要贡献. 事实上, 在晚型星系中, X 射线辐射与光学辐射之比大于由普通恒星成员所预期的值, 并且晚型星系的 X 射线辐射频谱 ($kT > 3 \text{keV}$) 硬于普通恒星的频谱 ($kT \simeq 0.5 \sim 1 \text{keV}$) (Fabbiano et al., 1985; Kim, 1992a). 对于本星系群之外的晚型正常星系, 由于距离较远, 一般它们呈现为延伸的 X 射线辐射区, 仅只少数非常亮的离散的 X 源能被探测到 (Fabbiano et al., 1987a). 然而有理由相信这些星系的 X 射线辐射源与在本星系群中探测到的源是相类似的. 例如, 这些星系的 X 射线辐射频谱与由 X 射线密近吸积双星源所预期的较硬的频谱相一致 (Trinchieri et al., 1988; Fabbiano, 1988), 并且观测所得的 X 射线光度与光学 B 波段光度线性相关 (Fabbiano et al., 1985).

根据旋涡星系的 X 射线成像观测, 我们可以证认出旋涡星系的 X 射线辐射中的“旋臂”、“核球”及“盘”分量 (Fabbiano,

1986). 由较近的几个正常星系的 X 射线成像, 已经阐明了旋涡星系中存在着旋臂 X 射线源和核球(及球状星团) X 射线源. 在 M31 及 M33 的旋臂中, 都探测到了 X 射线亮源 (Long et al., 1981b, 1983). 特别, M83 的一个点源具有变化的流量, 类似于某些银河系的大质量 X 射线双星源的情况 (Peres et al., 1989). 在 M31 中, 明显存在着 X 射线辐射的核球成分, 这些源具有类似于银河系中的低质量 X 射线双星的性质 (Fabbiano et al., 1987b; Makishima et al., 1989). 对观测到的旋涡星系的样本的统计分析表明, 在所有的核球占重要地位的旋涡星系中都存在着核球的 X 射线辐射 (Helfand, 1985). 另外, 一些面向旋涡星系 (M83 (Trinchieri et al., 1985)、M51 (Palumbo et al., 1985)、NGC 6946 (Fabbiano et al., 1987a)) 的 X 射线成像观测表明与星系盘恒星族有关的 X 射线源的存在.

旋涡星系中的一些源的 X 射线光度大大超过了吸积至质量为 $1M_{\odot}$ 的致密天体的爱丁顿极限, 即 $1.3 \times 10^{38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (Fabbiano, 1990). 这类辐射源之一是 NGC 6946 中的超新星 SN 1980 K, 是在它的极大亮度之后约 35 天探测到的 (Canizares et al., 1982b). 对于其它一些这样的亮源, 有的 (如 M101 中的某些源) 表现出了亮度的可变性 (Long et al., 1983), 意味着它们可能是点状天体, 譬如可能是明亮的吸积双星. 假如它们确实是离散了点状源, 那么它们可能表明了这些星系中存在着大质量的黑洞. 然而, 也有可能对某些星系的距离的计算过大了, 从而所得到的这些源的光度值比它们的实际光度值更大.

12.1.2 其他 X 射线辐射源

在旋涡星系中, 除离散源外, 预期有另一种 X 射线辐射源, 它 是被超新星加热的星际介质的热辐射. 考虑到超新星在星系中释放高达 $\sim 10^{42} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 的能量, 由此会形成热的气体冕或星系中喷射, 并且预计能在软 X 射线频段被观测到 (Spitzer, 1956; Corbelli et al., 1988). 观测表明, 在银道面及大麦哲伦星云中 (McCammon

et al., 1983; Singh et al., 1987), 还可能在 M33 中 (Trinchieri et al., 1988), 存在着软 X 射线波段的热弥漫辐射. 人们企图找到较远的星系中的这类辐射. 对于侧向旋涡星系 NGC4631, 观测证实存在着这种类型的软 X 射线发射, 其 X 射线光度可能达 $5 \times 10^{39} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 在该观测波段范围内, 占该星系总辐射的 $\sim 13\%$ (Fabbiano et al., 1987a). 这类软 X 射线辐射的相对缺乏可能意味着大部分的超新星能量是在不可见的远紫外区辐射的 (Cox, 1983).

此外, 在旋涡星系中发现二种类型的核区源. 一类是点状的微类星体源. 这属于活动核范畴, 不属于本章讨论范围. 另一类是星爆核, 将在 § 12.2 中讨论.

12.1.3 X 射线辐射与其他波段辐射的关系

尽管已取得 X 射线观测结果的正常旋涡星系的样本还不够完整, 但基本上能代表具有各种不同形态及不同光度的正常旋涡星系 (Fabbiano et al., 1985). 基于这些样本, 人们研究了它们的平均性质并用于探索与其他波段的辐射的相互关系.

分析比较表明, 无论对核球作用为主的早型旋涡星系还是对盘和臂作用为主的晚型旋涡星系而言, 它们的 X 射线辐射与光学 B 波段辐射之间都存在强的线性相关, X 射线辐射 (2keV) 与光学辐射 (B 波段) 的流量密度之比都在 10^{-7} 左右. 这提示了这类星系的 X 射线辐射可能是由恒星总体中某固定部分导致的, 这与前面提及的详细的 X 射线观测所得的以下结论是一致的: 这类星系的 X 射线辐射主要由 X 射线双星所决定 (Long et al., 1983; Fabbiano, 1985). 分析还表明, 甚至 Sa 星系也具有上述相关性. 这又提示了: 即使对于 Sa 星系, 也主要由 X 射线双星所决定, 而不像在明亮的椭圆星系中那样, 需要另外较大的弥漫的辐射成分才能解释它们的 X 辐射, 当然并不排斥后者的存在, 这将在 § 12.4 中作简单介绍.

对 X 辐射与其他波段, 包括射电连续辐射、近红外 H 带辐射

及远红外 IRAS 辐射之间也作了比较并且发现了相关性 (Fabbiano et al., 1985, 1988). 对于晚型旋涡星系, 这些相关都很强. 然而对于核球作用为主的早型旋涡星系, 射电连续发射及远红外辐射与任何其它波段辐射之间的相关性都不太好. 对给定的 X 射线光度而言, 核球作用为主的旋涡星系的射电连续辐射流量显然少于盘和臂作用为主的星系的射电辐射流量. 考虑到大部分早型旋涡星系的光学及近红外辐射主要决定于核球辐射 (Kent, 1985), 可以认为上述差别提示了: 射电连续辐射和远红外辐射主要与星系盘成分有关, 而 X 辐射则与盘成分和核球成分两者都有关系. 事实上, 这与对 M31 的 X 射线观测所得到的结论是一致的 (Fabbiano, 1989).

统计分析已表明 (Fabbiano et al., 1985), X 射线辐射与近红外 H 带或与 B-H 色 (它们表征了较老的恒星含量及 (或) 星系质量) 之间的相关弱于 X 射线与光学 B 带辐射之间的相关. 这表明 X 辐射源可能主要属于蓝色辐射的星族 I (Fabbiano, 1989). 具有“正常”颜色的旋涡星系与具有蓝色的反常颜色的星系 (表征恒星形成活动) 的比较又表明了 X 辐射源与最年轻的星族 I (大质量双星 X 源属于此类星族) 之间的关连 (Larson et al., 1978). 另外, 对给定的光学光度而言, 颜色较蓝的星系的 X 射线辐射流量较强 (Fabbiano et al., 1982, 1983, 1984b). 这些结论蕴含着 X 射线双星 (它代表了银河系中 X 射线辐射的一种主要的成分) 的属性和演化的信息, 特别表明了: 大多数这类 X 射线源似属于老的星族 I, 并且可能起源于原先存在的双星系统的演化而不是起源于动力学的演化, 诸如在较高密度的环境中致密天体对低质量星的捕获, 或者球状星团的瓦解等 (Fabbiano, 1989). 这些结论已被面向的旋涡星系的 X 射线辐射的指数盘的分布这一观测事实所支持 (Fabbiano, 1985a).

对单个的星系的研究及对星系的统计比较表明了对旋涡星系及不规则星系而言, X 射线辐射与射电连续辐射之间可能存在着某种相关 (Fabbiano et al., 1984b, 1988b). 这种关联可能与近期

的恒星形成有关,也可能表明 X 射线源与宇宙线的产生之间直接的联系 (Fabbiano et al., 1985, 1988). 事实上,确已发现 X 射线双星中存在粒子加速的证据. 如:已观测到大质量 X 射线双星 SS433 的相对论性喷流这种粒子加速的强烈证据,并且这种喷流已被建议用来解释低质量双星天蝎座 X-1 的射电形态 (Geidzahler et al., 1981);对天鹅座 X-3、武仙座 X-1 及船帆座 X-1 等 X 射线双星,已得到了 γ 射线发射的信息,意味着强烈的宇宙线的产生 (Samorski et al., 1983; Protheroe et al., 1984). 有人对 X 射线辐射与射电辐射之间的相关遵循一种指数不为 1 的幂律关系作了研究. 在宇宙射线源与 X 射线辐射总体之间维持正比关系的假定下,提出了以上结果可能意味着旋涡星系的磁场强度与光度有关 (Fabbiano et al., 1985). 然而,射电辐射与远红外辐射之间的相关表明:宇宙线的电子成分可能来自将尘埃加热至远红外温度的部分恒星. 因此,X 辐射与射电辐射之间的非线性关系可能是因为这些加热的区域对 X 射线辐射的贡献少于对射电及远红外辐射的贡献的缘故 (Fabbiano et al., 1988).

§ 12.2 星暴星系及核外流

12.2.1 特殊星系中的星暴活动

较蓝的“星暴”星系(经常是互扰星系)与较红的(即颜色较正常的)星系相比,前者一般具有较强的 X 射线辐射 (Fabbiano et al., 1982, 1984b; Stewart et al., 1982). 这些星系的 X 射线辐射一般产生自空间上有延伸的区域,排除了纯粹非热的核(区)起源的可能性 (Fabbiano et al., 1982). 平均而言,这类星系的 X 射线辐射频谱不包含非常软的成分,这又意味着气体晕的热辐射不是该辐射的主要贡献者 (Fabbiano et al., 1982). 当然,有些互扰星系可能存在一种起源于气体辐射的较软的 X 射线辐射成分 (Fabbiano et al., 1982, 1983), 这种较软的 X 射线辐射可能会出现在环状星系中 (Ghigo et al., 1983). 另外,对具有星

暴核的星系的观测表明了存在一种从核区发出的延伸的气体成分 (Watson et al., 1984; Fabbiano, 1988).

这类星系的 X 射线辐射的基本部分可理解为来自大量的年轻的超新星遗迹及大质量的 X 射线双星, 其较强的 X 射线辐射光度可能是因吸积气体的低的金属性 (从而低的不透明度) 所致 (Fabbiano et al., 1982; Stewart et al., 1982). 非常年轻的星暴星系的紫外 IUE 频谱表明了在这种星系中可能存在大量的 OB 星 (Moorwood et al., 1982). 分析认为, 对这类星系, 年轻的恒星星族的星冕发射的总和可能是重要的 (Vaiana et al., 1981). 有人报告了布拉开 γ 线辐射与 X 射线辐射之间存在相关性 (Ward, 1988). 这种相关性可用 OB 星产生的电离光子数与相联系的 X 射线双星之间的相关来解释 (Fabbiano et al., 1982). 通过对这类特殊星系样本的射电及 X 射线辐射的光度与对超新星遗迹和 X 射线双星所预期的辐射之间的比较, 还表明了 (Fabbiano et al., 1982): 超新星遗迹的非热射电辐射看来不能解释所观测到的全部的射电辐射功率. 正如早先对马卡良星系的研究 (Biermann et al., 1977) 中所发现的一样, 还需要另一种射电辐射机制.

12.2.2 星暴核及核外流

一些星系的星暴活动仅限于核区域. 不少嵌在正常旋涡星系中的星暴核 (如银河系的银心及 M82、NGC253、M83、NGC6944、IC342、NGC3628 等星系的核) 的 X 射线辐射已被观测到. 这些核的辐射频谱的一个共同特点是具有强烈的远红外辐射, 它表征近期形成的早型恒星加热的尘埃核区的存在 (Fabbiano et al., 1987a). 足够高的空间分辨率的观测表明 X 射线辐射区是延展的, 并且对一些星系, 如对 M82, 已观测到存在明亮的单个源的成分的证据 (Watson et al., 1984). 这类核区的 X 辐射的典型值在 $10^{39} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 范围内, 而银河系银心区则例外地比平均水平低 1000 倍. 为解释这种辐射, 除了用来自年轻的恒星星族的恒星辐射外, 还应该有来自诸如超新星遗迹及 X 射线双星这样的已演化

的源的辐射的一定贡献 (Fabbiano, 1989). 这些核中, NGC253 及 M82 这两个星暴核的 X 射线谱中还出现了一定的内禀吸收, 这与存在尘埃辐射区的情况相一致 (Fabbiano, 1988; Schaaf et al., 1989). 特别是 M82 的星暴核辐射有可能存在两种不同的频谱分量: 一种较软的, 可能由新近形成的恒星及被超新星有关的激波加热的星际介质所贡献的; 另一种较硬的分量可能来自 X 射线双星源, 具有较大的内禀吸收截止, 也可能来自逆康普顿辐射, 是由核中的红外光子与相对论性电子的相互作用而产生的. 对于后一机制存有争议 (Kruegel et al., 1983; Watson et al., 1984), 尚待进一步的观测和研究. 另外, 视线方向的消光对光学 B 带及 X 射线辐射带的影响是不同的, 取决于 X 辐射频谱的“硬度”. 利用这一效应, 通过对观测到的 X 辐射与光学流量比和在对 X 辐射源的不同假定下计算得的相应的辐射流量比之间的比较, 可得消光的上限值 (Trinchieri et al., 1985), 对 M83 及 IC342 如此算得的结果典型地小于对中红外波段的计算结果, 这可能意味着核区尘埃的非均匀的分布 (Fabbiano et al., 1987a).

对这些核的 X 射线观测所得到的最出乎意料之外的结果是发现侧向星系 M82、NGC253 等的核区产生的延展辐射成分, 这提示了一种来自核区的气体的双极向外流动 (Fabbiano et al., 1984a). 如果这些核外流一般都与激烈的恒星形成活动相联系, 那么它们可能是一大部分的星系团内气体介质的形成及丰度增加的决定因素 (Heckman et al., 1987; Fabbiano, 1988).

另外, 某些正常旋涡星系具有并不直接与恒星形成相关的低活动性的核, 包括 M51 (Palumbo et al., 1985)、M81 (Peimbert et al., 1981; Shuder et al., 1981) 等. 其中, M81 可能是通常的低光度活动星系核的一种典例 (Fabbiano, 1988).

§ 12.3 椭圆星系及透镜状星系

椭圆星系及透镜状星系归属早型星系. 典型的早型星系的 X

射线光度范围在 $10^{39} \sim 10^{42} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 之间 ($0.2 \sim 3.5 \text{keV}$ 频段), 少数例外可达 $10^{43} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 量级. 对于相同的光学光度, 早型星系的 X 射线光度比晚型星系的亮 100 倍左右 (Fabbiano, 1990). 另外, 它们的频谱也有显著差别 (Kim, 1992a, b).

12.3.1 热的星际介质及冷流

观测和分析表明, 早型星系的 X 射线频谱 ($kT \simeq 1 \sim 2 \text{keV}$) 软于晚型星系的 X 射线频谱 ($kT > 3 \text{keV}$) (Kim, 1992a). 早型星系的 X 射线光度与光学光度之间遵循着比例系数约为 1.6 的线性关系, 比旋涡星系观测所得到的线性关系的系数大. 有时, X 射线表面亮度相对于光学表面亮度还表现出扰动. 总之, 早型星系具有不同于晚型星系的 X 射线的辐射机制, 至少存在附加的辐射成分, 而这种辐射成分能表为一种热气体成分的贡献 (Fabbiano, 1984; Trinchieri et al., 1985; Canizares et al., 1987). 这种气体成分就是长期探寻的早期星系中的星际介质. 过去, 曾认为早型星系中星际介质的表观缺乏是因为星系风带走了恒星演化的气体产物. X 射线观测表明, 存在于这些星系中的热气体的量能高达 $10^{10} M_{\odot}$ (Forman et al., 1979, 1982, 1984), 比由中性氢及由红外观测分析得到的冷的星际介质的量多得多, 但仍少于旋涡星系中星际介质质量. 然而这并不表明所有的旋涡星系及透镜状星系都持有如此多的热星际介质. 事实上, 具有相近光学光度的早型星系的 X 射线的光度范围分布较广 (Trinchieri et al., 1985). 对于其中 X 射线光度最低者, 易于用这些星系中的核球型的 X 射线源的辐射来解释而无需附加气体分量的贡献, 但对于那些 X 射线十分明亮的早型星系, X 辐射则可能主要来自热气体成分的贡献 (Canizares et al., 1987; Fabbiano et al., 1988; Forman et al., 1985; Sarazin et al., 1988).

如果认为热气体成分是比较明亮的晚型星系 X 射线辐射的主要来源, 则可能根据 X 射线资料来推算这种气体成分的某些特性, 例如中心密度、冷却时间及总质量等. 对最亮的星系而言, 还

有可能推得密度及冷却时间的径向轮廓。但要注意，这些星系的X辐射中可能包含着来自离散源的贡献，因而会在结果中引进相应的误差。例如，这样得到的密度、质量的估算值应认为是它们的上限值。用X射线频谱的拟合和用X射线辐射轮廓与光学辐射轮廓对比推得的这种气体介质的温度都高于恒星的温度 (Mathews et al., 1971; Killeen et al., 1988a; Cavaliere et al., 1976)。

在这种存在热气体介质的早型星系中，可能的加热机制涉及超新星加热及引力加热等 (Mathews et al., 1971; Vedder et al., 1988)，而这些热气体介质的约束机制可能涉及外部介质的压力、辐射冷却及引力等 (Vedder et al., 1988; White et al., 1984; Forman et al., 1985)。总之，能否维持这样的热气体介质，可能取决于多种因素，包括星系中暗物质的含量、超新星的产生率，以及热气体晕与周围的介质的相互作用等。已有不少描述热气体晕的形成及演化的模式。例如在超新星控制的模式中，超新星加热是主要的能源。气体则可能被辐射冷却及外部的压力两者共同约束。在引力-冷流模式中，引力加热占优势，稠密气体被辐射冷却，并以吸积“冷流”方式落入势阱中 (Canizares et al., 1987)。这些模式都仅能较好地解释较亮的X射线星系，而对许多星系计算的X射线流量都偏大。这可能因为超新星产率或平均恒星质量损失率的取值问题，也可能因为大部分的超新星能量在X频段之外存在辐射和耗散。总之，有关模式还有待于结合观测结果作进一步的改进。

在以上热气体介质的模式中涉及冷流问题，即在具有大的热气体晕的亮X射线的星系中，气体如此稠密，以至它将在短于星系寿命的时间内冷却，然后吸积至星系核心，形成“冷流” (Silk, 1976; Mathews et al., 1978; Canizarer et al., 1987, 1988; Fabian, 1981, 1987, 1988, 1991)。这种冷流会引起一些有意义的效应。例如，物质可能脱离冷流而形成新的恒星。再如，气体被吸积至核并为核提供能量。对于后者，已得到相应的射电观测证据的支持，如一些与核活动有关的强射电源可能是X射线强且气体含量

丰富的星系. 至于恒星形成的问题, 星系的颜色及 $2.3\mu\text{m}$ CO 吸收指数提示了大多数情况下仅可能形成小或极小质量的恒星 (O'connell et al., 1988). 为此必须考虑改进模式所涉及的参数及过程, 例如考虑其它热源的存在, 诸如星系团的星系中可能存在的传导加热等 (Tucker et al., 1983; Rosner et al., 1989). 检验某些冷流理论的另一途径是试图找到早型星系中存在较冷的星际介质的证据, 然后将这些观测与 X 射线资料相比较. 对 IRAS 资料的分析表明, 早型星系中存在着冷的尘埃 (Jura, 1986; Thronson et al., 1987). 远红外与 X 射线辐射之间的相关可能表明了这些星系中热的和冷的星际介质之间的关联, 它们可能同样来自恒星抛射 (Jura, 1986; Kim, 1988).

12.3.2 早型星系的质量

早型星系的 X 射线观测的一个很有前景的结论是可能被用于测定星系的质量. 这方面的工作大致可分为以下三类:

第一类是在流体静力学平衡及球对称的假设下, 测定星系在一定半径之内的束缚质量. 在这种模式中, 气体压力与引力相互平衡. 结合流体静力学平衡方程及理想气体定律, 可得下式 (Fabricant et al., 1980):

$$M(< r) = - (r_{\text{gas}} k T_{\text{gas}} / G \mu m_{\text{H}}) \cdot (d \lg \rho_{\text{gas}} / d \lg r + d_{\lg} T_{\text{gas}} / d_{\lg} r) \quad (12.1)$$

这里, G 是重力常数, μm_{H} 是平均气体粒子质量 (μ 取为 0.6, m_{H} 是氢原子质量).

上式表明, 一定半径 r_{gas} 之内的束缚质量的测定取决于以下四个变量: 估计质量的区域的半径 r_{gas} 、在此半径处的气体温度 T_{gas} 以及该温度 T_{gas} 和同一半径处的气体密度 ρ_{gas} 的对数梯度. 显然, 上述四个量的测定的不确定性都将影响质量测定精度.

第二种方法通过对观测到的 X 射线表面亮度的径向轮廓与模式计算结果之间的比较来确定星系质量.

第三种方法是在下述三种假设之下,设计了一种计算总的束缚质量的低限的方法.这三种假设是:(1)观测到的半径范围内的气体是由处于流体静力学平衡的外层大气所制约的;(2)晕是对流稳定的;(3)压力梯度总为负值.在这些假设条件下,可得下列方程 (Fabian et al., 1986a):

$$M(r_{\infty}) \geq 5r_0 k T_0 [1 - (P_{\infty}/P_0)^{2/5}] / 2G\mu m_H (1 - r_0/r_{\infty}) \quad (12.2)$$

这里, r_0 是晕的观测到的最外层半径, P_0 和 T_0 分别是该半径处的气体压力和温度, r_{∞} 和 P_{∞} 分别是晕的外半径及该半径处的气体压力.

利用 X 射线观测结果测定星系质量的方法首先用于室女星系团中心处的主要星系 M87 (Bahcall et al., 1977; Mathews, 1978), 测定了束缚质量及质光比, 并证实了大量暗物质的存在 (Fabricant et al., 1980, 1983). 这种早型星系中的延伸的暗晕被认为对维持发射 X 射线辐射的热的气体晕有重要贡献. 然而, 当将这类方法用于比 M87 的 X 辐射光度低约 100 倍以上的较为通常的早型星系时, 不确定性很大 (Trinchieri et al., 1986; Canizares, 1987), 以至虽然在某些情况中提示了大质量暗云的存在, 但不能十分确定地阐明这种暗晕的存在. 对于这些 X 辐射不太强的星系, 在应用这类方法时, 首先必须确认它们的 X 射线辐射是由气体晕而不是由双星 X 射线源导致的, 并且还应该考虑超新星对于晕的能量平衡的效应 (Fabbiano, 1990; Hand, 1991).

§ 12.4 正常星系的 X 射线谱及正常星系 对宇宙 X 射线背景的贡献

12.4.1 正常星系的 X 射线谱

观测表明, 正常星系的 X 射线辐射频谱具有以下几方面的主要特征 (Kim et al., 1990; 1992a, 1992b):

(1) 平均而言, 旋涡星系的频谱硬于椭圆星系的频谱, 相应的发射温度分别为 $kT > 3\text{keV}$ 及 $kT = 1 \sim 2\text{keV}$. 这支持了以下看法: 在椭圆星系中, 热的气体晕是主要的 X 射线辐射源, 而在旋涡星系中, 吸积的双星是 X 射线的主要贡献者.

(2) Sa 星系的 X 射线频谱性质介于椭圆星系与晚型旋涡星系之间, 这表明它们既有恒星辐射又有热气体辐射.

(3) 在椭圆星系及透镜状星系中, 随着 X 辐射光度与光学辐射光度之比 $L_X/L_{\text{光}}$ 的减少, 发射温度变高. 这与在以下情况下所预期的结果相一致: 如果 X 射线较弱的早型星系中包含已演化的恒星的成分较大, 而在 X 射线较强的早型星系中, 气体的辐射变为主要的. 但是, 对于具有 L_X/L_B 的最低值的那些早型星系, 具有非常软的 X 射线过量辐射, 约占总的 X 射线辐射的一半. 这种成分的性质尚不清楚, 它可能是一种较冷的星际介质或者某种恒星源软辐射之和.

(4) 对椭圆星系及旋涡星系, 吸收物质柱密度无明显差别. 也没有发现侧向旋涡星系比之面向旋涡星系有柱密度的明显增加.

(5) 虽然旋涡星系的 X 射线频谱一般来说是较硬的, 但好几个星系的频谱却异常软. 这可能意味着: 一些旋涡星系中包含热气体晕或物质外流, 如像 NGC253 那样.

12.4.2 正常星系对宇宙 X 射线背景的贡献

自 1962 年发现河外 X 射线背景以来, 人们花了大量时间努力去了解这种辐射是来自各种不同类型的离散源的累积贡献或者是由漫射介质中过程所决定 (McCammon et al., 1990). 根据观测, 一般认为, 在 2keV 处的河外 X 射线背景中, 约 13% 的量可解释为来自正常星系的辐射之和 (Giacconi et al., 1987). 如果在计算中考虑到部分星系存在低活动星系核和星暴活动的影响, 那末正常星系的贡献会大得多 (Elvis et al., 1984). 观测还表明, 即使星系对 2keV 处的 X 射线背景有重大贡献, 它们对较硬频段范围的 X 射线背景的贡献也并不确定, 有赖于它们的谱特性 (Giac-

coni et al. , 1987; Weedman, 1987). 看来, 特别当考虑到远处的星系的红移, 一般认为正常星系对 10keV 以上的河外 X 射线背景的贡献不会是重要的 (Fabbiano, 1989).

参 考 文 献

- Awaki, H. , 1990, Proceedings of Workshop of the Advanced School of Astronomy, 243, Dordrecht, Boston, London: Kluwer Academic Publishers.
- Bahcall, J. N. et al. , 1977, *Ap. J. Lett.* , **213**, L99.
- Biermann, P. et al. , 1977, *Astron. Astrophys.* , **54**, 461.
- Canizares, C. R. , 1987, Dark Matter in the Universe, *IAU Symp.* No. 117, eds. , J. Kormendy, et al. , 165, Dordrecht: Reidel.
- Canizares, C. R. et al. , 1987, *Ap. J.* , **312**, 503.
- Canizares, C. R. et al. , 1982, *Ap. J.* , Lett. , **253**, L17.
- Canizares, C. R. et al. , 1988, Cooling Flows in Clusters and Galaxies, Proc. NATO Adv. Res. Workshop. ed. , A. C. Fabian, 63, Dordrecht: Kluwer.
- Cavaliere, A. et al. , 1976, *Astron. Astrophys.* , **49**, 137.
- Corbelli, E. et al. , 1988, *Ap. J.* , **326**, 551.
- Cox, D. P. , 1983, Supernova Remnants and Their X-Ray Emission, *IAU Symp.* No. 101 eds. , J. Danziger, et al. , **385**, Dordrecht: Reidel.
- Elvis, M. et al. , 1984, *Ap. J.* , **283**, 479.
- Fabbiano, G. 1984, X-Ray Astronomy'84, eds. , M. Oda, et al. , 333, Tokyo: Inst. Space Astronaut. Sci.
- Fabbiano, G. , 1985a, Jpn-US Sem. Galactic and Extragalactic Compact X-Ray Sources, eds. , Y. Tanaka, et al. , 233, Tokyo: Inst. Space Astronaut. Sci.
- Fabbiano, G. , 1985b, Proc. ESA Workshop Cosmic X-Ray Spectroscopy Mission, ESA SP-239, 33.
- Fabbiano, G. , 1986, *Publ. Astron. Soc. Pac.* , **98**, 525.
- Fabbiano, G. , 1988, *Ap. J.* , **330**, 672.
- Fabbiano, G. et al. , 1982, *Ap. J.* , **256**, 397.
- Fabbiano, G. et al. , 1988, *Ap. J.* , **324**, 749.
- Fabbiano, G. , 1989, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* , **27**, 87.
- Fabbiano, G. , 1990, the Reference Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics, ed. , S. Maran, S, Cambridge: Cambridge University Press.
- Fabbiano, G. et al. , 1983, *Ap. J. Lett.* , **266**, L5.
- Fabbiano, G. et al. , 1984a, *Ap. J.* , **286**, 491.

- Fabbiano, G. et al. ,1985, *Ap. J.* , **296**, 430.
- Fabbiano, G. et al. ,1987a, *Ap. J.* , **315**, 46.
- Fabbiano, G. et al. ,1984b, *Ap. J.* , **284**, 65.
- Fabbiano, G. et al. ,1987b, *Ap. J.* , **316**, 127.
- Fabian, A. C. ,1981, The Structure and Evolution of Normal Galaxies, eds. , Fall, S. M. , et al. , 181, Cambridge; Cambridge Univ. Press.
- Fabian, A. C. et al. ,1986b, *Ap. J.* , **305**, 9.
- Fabian, A. C. ,1987, Dark Matter in the Universe, *IAU Symp.* No. 117, eds. , G. R. Kormendy, et al. , 201, Dordrecht; Reidel.
- Fabian, A. C. et al. ,1986a, *MNRAS*, **221**, 1049.
- Fabian, A. C. ,1991, IAU Symposium No. 144, The Interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies, 237, Dordrecht, Boston, London; Kluwer Academic Publishers
- Fabricant, D. et al. ,1983, *Ap. J.* , **267**, 535.
- Fabricant, D. et al. ,1980, *Ap. J.* , **241**, 552.
- Forman, W. et al. ,1982, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* , **20**, 547.
- Forman, W. et al. ,1984, Clusters and Groups of Galaxies, eds. , F. Mardirossian, et al. , 297.
- Forman, W. et al. ,1985, *Ap. J.* , **293**, 102.
- Forman, W. et al. ,1979, *Ap. J. Lett.* **234**, L27.
- Geidzahler, B. J. et al. ,1981, *Astron. J.* , **86**, 1036.
- Ghigo, F. D. et al. ,1983, *Astron. J.* , **88**, 1587.
- Giacconi, R. et al. ,1987, *Ap. J.* , **313**, 20.
- Hand, U. ,1991, Dark Matter in Galaxies, Diss. (Dr. phil.), Tartu Univ. (Estonia), p. 60.
- Heckman, T. M. et al. ,1987, *Astron. J.* , **93**, 276.
- Helfand, D. J. ,1984, *Publ. Astron. Soc. Pac.* , **96**, 913.
- Helfand, D. J. ,1985, Jpn-US Sem. , Galactic and Extragalactic Compact X-Ray Sources, eds. , van den Bergh, et al. , 207, Tokyo; Space Astronaut Sci.
- Jura, M. ,1986, *Ap. J.* , **306**, 483.
- Kent, S. M. ,1985, *Ap. J. Suppl.* , **59**, 115.
- Killeen, N. E. B. et al. ,1988, *Ap. J.* , **325**, 165.
- Kim, D. W. ,1988, Phd thesis. Univ. Calif. , Los Angeles.
- Kim, D. W. et al. ,1990, *Bull. Am. Astron. Soc.* , **22**, No. 4, 1317.
- Kim, D. W. et al. ,1992a, *Ap. J.* , **393**, 134.
- Kim, D. W. et al. ,1992b, *Ap. J. Suppl.* , **80**, No. 2, 645.
- Kruegel, E. et al. ,1983, *Astron. Astrophys.* , **124**, 89.
- Larson, R. B. et al. ,1978, *Ap. J.* , **219**, 46.

- Long, K. S. et al. ,1981, *Ap. J. Lett.* ,**246**,L61.
- Long, K. S. et al. ,1983, *Accretion-Driven X-Ray Sources*, eds. , W. Lewin, et al. ,117, Cambridge; Cambridge Univ. Press.
- Mathews, W. G. ,1978, *Ap. J.* ,**219**,413.
- Mathews, W. G. et al. ,1971, *Ap. J.* ,**170**,241.
- Mathews, W. G. et al. ,1978, *Ap. J.* ,**224**,308.
- McCammon, D. et al. ,1983, *Ap. J.* ,**269**,107.
- Moorwood, A. F. M. et al. ,1982, *Astron. Astrophys.* ,**115**,84.
- O'Connell, R. W. et al. ,1988, *Cooling Flows in Clusters and Galaxies*, Proc. NATO Adv. Res. Workshop, eds. , Fabian, A. C. , et al. ,103, Dordrecht; Kluwer.
- Palumbo, G. G. C. et al. ,1985, *Ap. J.* ,**298**,259.
- Peimbert, M. et al. ,1981, *Ap. J.* ,**245**,845.
- Peres, G. et al. ,1989, *Ap. J.* ,**336**,140.
- Protheroe, R. J. et al. ,1984, *Ap. J. Lett.* ,**280**,L47.
- Rosner, R. et al. ,1989, *Ap. J.* ,**338**,761.
- Samorski, M. et al. ,1983, *Ap. J. Lett.* ,**268**,L17.
- Sarazin, C. L. et al. ,1988, *Ap. J.* ,**331**,102.
- Schaaf, R. et al. ,1989, *Ap. J.* ,**336**,722.
- Shuder, J. M. et al. ,1981, *Ap. J.* ,**250**,55.
- Silk, J. ,1976, *Ap. J.* ,**208**,646.
- Singh, K. P. et al. ,1987, *Ap. J.* ,**313**,185.
- Spitzer, L. ,1956, *Ap. J.* ,**124**,20.
- Stewart, G. C. et al. ,1984, *Ap. J.* ,**278**,536.
- Stewart, G. C. et al. ,1982, *MNRAS* ,**200**,61.
- Thronson, H. A. et al. ,1987, *Ap. J. Lett.* ,**319**,L63.
- Trinchieri, G. et al. ,1986, *Ap. J.* ,**310**,637.
- Trinchieri, G. et al. ,1985, *Ap. J.* ,**290**,96.
- Trinchieri, G. et al. ,1988, *Ap. J.* ,**325**,531.
- Tucker, W. H. et al. ,1983, *Ap. J.* ,**267**,547.
- Vaiana, G. et al. ,1981, *Ap. J.* ,**245**,163.
- Vedder, P. W. et al. ,1988, *Ap. J.* ,**332**,725.
- Ward, M. J. ,1988, *MNRAS* ,**231**,1.
- Watson, M. G. et al. ,1984, *Ap. J.* ,**286**,144.
- Weedman, D. W. ,1987, *Star Formation in Galaxies*, eds. , C. J. Lonsdale Persson, 351, Washington DC; US Govt. Print. Off.

White, R. E. et al. , 1984, *Ap. J.* , **280**, 561.

Zeimermann, U. , 1992, X-radiation From Normal Galaxies, Workshop on X-ray Astronomy, Beijing, Honkong: Science Press.

第十三章 星系团的 X 射线性质

周又元 王绶琯 徐海光

§ 13.1 X 射线天体物理在星系团研究中的地位

13.1.1 用 X 射线研究星系团的目标

星系团是由上百乃至上千星系组成的,是宇宙中最大的自引力束缚系统.它的质量分布形成势阱,而使物质分布具有聚向中心的特性.虽然宇宙中还存在更大的结构,如超星系团、巨洞以及巨壁等,但它们都没有这种明显的整体中心集中性.

星系团的光学研究早在 1906 年就已开始(Wolf, 1906),并贯穿整个 20 世纪.光学方法主要通过团中的发光天体进行.这种方法的优点是容易获得发光天体的形态特征、物理参量、动力学演化和起源等.但其局限性也是明显的,它无法获得星系团另一重要组成——星系际气体的性质.值得注意的是,气体的总质量并不低于团内星系的总质量.星系际气体温度很高,主要发射 X 射线.因此,X 射线观测是当前研究星系际气体的主要方法.当然,射电的 Zeldovich-Sunyaev 效应的观测也是一种方法(Birkinshaw, 1994),但其观测的困难和局限性,使得它的物理结论远不如用 X 射线方法所得.X 射线方法还是研究星系团中第三种重要组成——暗物质的重要途径之一(例如用团中位势变化探索暗物质的含量和分布)(Mushtzky, 1995).

星系团是在 Mpc 尺度上,由星系等物质构成的自引力束缚系统.星系团研究的主要兴趣所在就是这种系统的动力学特征,演化以及起源.令人吃惊的是,星系团中的气体质量竟是发光天体星系的质量总和的 3~5 倍(Fukazawa, 1996).无疑,不考虑团内气体去研究星系团的引力势阱是不会成功的.而只有 X 射线才能最直

接获得团内气体的分布. 再如, 星系团的亚结构是追踪星系团动力学弛豫过程和演化的线索. 除光学证认外, 它也表现在团内气体温度、甚至在重元素丰度的分布上(例如所谓“冷流”), 这是星系团 X 射线研究的重要发现(Honda et al., 1996; Arnaud, 1994).

研究星系团的目的还在下挂星系和星系群, 上联大尺度结构和宇宙来研究宇宙结构形成的机理. 事实上, 宇宙结构形成是相互关联而要求整体解决的. 而 X 射线是检验从星系到富团($10^{12} \sim 10^{15} M_{\odot}$)质量组成的最好方法. 利用 X 射线辐射决定的气体的温度和密度参数可以定出总质量(引力质量)、气体质量和发光天体质量间的比, 而这些是决定宇宙结构形成理论之基本假设的主要依据(David, Jones & Forman, 1994). 当然, 由于用 X 射线可能发现更远的星系团, 由星系团作为指示天体定出的宇宙大尺度结构更可靠, 而且可达尺度也更大.

13. 1. 2 光学星系团与 X 射线星系团

星系团的研究最初只是通过光学手段来进行的, 后来加入了射电波段的研究. 直到 70 年代以后, 一系列 X 射线卫星的成功发射才使 X 射线观测成为研究星系团的重要手段, 并导致了里程碑式的变化(Sarazin, 1988). 现今 X 射线观测已是星系团多波段研究中不可缺少的部分. 尽管光学手段在探明星系团特性的过程中起过重要的作用, 而且至今仍是不可缺少的, 但是, 只进行光学单波段的研究已远不能满足人们的需要了.

光学星系团主要用发光星系在天球平面的“聚集”程度来决定. 它的不足首先就表现在描述“聚集”性有不确定性. 例如 Abell 团(Abell et al., 1989)与 Zwicky 团(Zwicky et al., 1961~1968)的定义就不同; 加之投影效应, 使得确定团的成员星系变得很困难. 第二, 由于光学选择效应, 尤其是距离效应, 至少使远团中的暗星系不能发现, 下降了远团的表现富度, 这将为研究星系团的演化效应增加困难. 第三, 星系构成的准束缚系统是从多重星系、星系群、疏团、富团连续地增加富度, 那种截然分开的办法显然没有定

出其中的特征物理参量.

X 射线星系团是证认了或测量了 X 射线辐射的星系团. 产生 X 射线辐射的实体是团引力势阱中的气体. 这样, 如果是热辐射, 就有特征参量——温度. 进而, 它能反映一系列物理特性, 如团内气体的性质, 能约束气体并与星系团相联系的势阱的特征, 形成势阱的物质分布等. 对于远团, 它的距离效应将主要改变发射区张角以及流量, 克服这种效应研究演化要单纯的多, 因而导出的演化性质更可信. 同时, 用增加曝光和改善灵敏度来观测远团也相对简单. 因此, 用 X 射线检测来发现高红移星系团是目前行之有效的方法. 例如, 目前发现的最远的星系团的红移已超过 1 (Hattori et al., 1997).

总之, 用 X 射线探测星系团不仅必要而且在现代更为注目, 以其结合光学和射电手段而发展起来的星系团多波段观测已是研究星系团的主流.

13.1.3 星系团是强 X 射线发射天体

从物理上看, 星系团组成中的星系不是强 X 射线发射天体, 但是团内星系际气体确有可能. 不仅团内气体总含量大, 而且星系团的势阱足以维持其长期存在. 加之其密度极小 ($\sim 10^{-3} \text{cm}^{-3}$), 相应的平衡态温度可达 $10^7 \sim 10^8 \text{K}$. 我们知道, 当 $T > 10^{6.4} \text{K}$ 物质的热辐射就可以进入 X 射线波段区 (Sarazin, 1988).

观测上证实了上述物理的论证. 首先, X 射线测量表明星系团的确是强 X 射线发射天体, 它的 X 射线光度约为 $10^{43} \sim 10^{45} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 是 X 射线天空中仅次于活动星系核 ($10^{43} \sim 10^{47} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$) 的强 X 射线发射天体. 其次, 观测结果统计也证实这一点. 如在爱因斯坦天文台获得的, 扩充的中灵敏度巡天 EMSS 的 837 源中, 活动星系核与蝎虎天体占 54%, 星系团占 12.2%. 河外天体中星系团占第二位, 远大于正常星系所占的比重. 再如, 中红移 X 射线星系团中, Abell 团只占 21%, Abell 团加上 Zwicky 团共占 36%, 而在高红移 X 星系团所占更少. 这不仅表明光学选择的 Abell 团取样

中选择效应所带来的不完全性,而且显示了 X 射线选择星系团的优越之处.正是基于星系团的这种性质,从早期的 Uhuru、Ariel 5,中期的 HEAO-1、爱因斯坦天文台、EXOSAT,直到最近的 ROSAT、Ginga、ASCA 等,无不以星系团作为主要观测目标之一,并取得许多瞩目的研究成果.

§ 13.2 X 射线星系团的证认

X 射线星系团的发现最早是用 Uhuru 卫星的 X 射线巡天资料找到了一大批 X 射线星系团 (Byram et al., 1966). 其后 Ariel 5、爱因斯坦天文台、HEAO-1 都确认了一批. 往后更注目的是利用 ROSAT 巡天资料确认出更大量的 X 射线星系团.

ROSAT 上 PSPC 软 X 射线探测器的工作波段是 0.07keV 到 2.4keV. 它的巡天 RASS (ROSAT All Sky Survey; Voges et al., 1998) 分两阶段进行. 第一段为 RASS I, 是由垂直太阳方向的宽度为 2° 的扫过的大圆拼成. 第二阶段 RASS II 是由 $6^\circ.4 \times 6^\circ.4$ 天区拼成, 并且相互间有一定交叠. 比之 RASS I, RASS II 检测源的似然率方法有改善, 从而可检测更多的扩展源. 它用宽、软、硬三个波段分别探测以使极硬和极软的源都不遗漏, 并改善了背景计数的精度. 星系团的 X 射线辐射表现为扩展源, 它比之点源的检测要困难. 为了检测扩展源, 代替点源的高斯分布而用变化更平缓的 King 模型 (King, 1962) 去比对. 具体方法是, 用 $3'$ 和 $5'$ 间环计数 C_1 和 $3'$ 内圆的计数 C_2 之比 C_1/C_2 与 King 模型预计值对比 (De Grandi et al., 1997), 并在像平面内划成网, 比较网格中计数分布与背景场对比来辨别是否存在扩展源 (Ebeling & Wiedenmann, 1994).

RASS I 巡天共有 60000 个 X 射线源, 而 RASS II 有 80000 个源, 其中亮源约 19000 个. 比之 HEAO-1 巡天的灵敏度高了 100 倍.

X 射线扩展源的光学证认比之点源要困难的多, 因为其对应

的不是单一光学天体,而必须在 X 射线源位置检查是否有星系团的类似分布. 在一些情况下,如果正好与 Abell 团或 Zwicky 团表中的光学源相重,证认就简单的多. 而在一般情况下,必须研究 ROSAT 源附近的星系分布. 用 $1''.5, 3'', 5'', 7''.5, 10''$ 同心圆内星系计数与 1000 无规分布的平均计数对比. 再把 X 射线轮廓图与光学星系分布图对比而最后肯定是否是一个 X 射线星系团.

目前在 ROSAT 巡天中发现约 6000 个团,其中在一定极限流量下完全的样品有 1500~2000 个. 这比预料能发现的 X 射线星系团仍少 $\frac{1}{8}$ 到 $\frac{1}{3}$. 但据此也可获一定统计意义的结果.

利用已发现的 X 射线星系团样品可以得到一系列关于星系团 X 射线发射的性质以及它们在宇宙学上的暗含. 例如,根据 Abell 团的统计分析 Ebeling 等人 (1993) 发现 Abell 团和包括南天的 ACO 团的不完全性分别是 35% 和 30% (富团), 24% 和 19% (贫团). 可见,光学选星系团的选择效应远比 X 射线团样品要大. 另外,还发现团的 X 射线光度与光学团的富度以及光学形态有关 (Ebeling et al., 1996). 在射电性质的研究上也有所收获. 例如,在一完全的检测到 X 射线的 294 个 Abell 团的样品中,发现射电星系的机会与团的富度有关,富度越大,检测射电星系率越高. 而且 294 个团中有 100 个团有亚结构,发现 VLA 检测出的射电星系位置与 X 射线亚结构或与团的 X 射线流量峰位置相一致. 这表明射电星系在团中的产生与团的结构以及其中的并合有关.

从这些较为完全的 X 射线团样品中还可以得出进行宇宙学研究的 X 射线星系团本地光度函数,不同红移阶段的演化函数以及团的两点相关函数等.

§ 13.3 星系团 X 射线辐射的一般性质

星系团 X 射线辐射的主要性质如下 (Sarazin, 1988):

- ① X 射线光度大,一般为 $10^{43} \sim 10^{45} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$,它是除活动星

系核以外最强的 X 射线发射天体.

② 它是 X 射线扩展源,其尺度与团内光学星系分布的尺度大体一致.

③ X 射线流量不随时间变化.

④ X 射线连续谱在 2keV 以上往往是指数下降型谱,实为热韧致辐射谱的一部分.

⑤ 低能光电吸收很小,接近于银河消光值,表明团中冷气体含量很少.

存在星系际气体是解释团 X 射线辐射的基础.探测到的 X 射线是扩展的即是明证,团的光学研究也表明团内气体的存在.尤其是射电双源在团内表现为头尾源更明确支持团内气体存在,并可定出它的密度.

根据上述性质③和④,星系团的 X 射线辐射具有热致特性.由此推出辐射起源是星系团内气体在引力作用下向团内塌缩形成的高温气体.当温度达到 10^{6-4}K 以上就有明显的 X 射线辐射存在.据此,在某些星系群中存在 X 射线辐射也是可能的,这最终取决于群内束缚气体的量和温度.事实上,观测上已证实许多致密星系群具有类似于星系团的、弥漫的 X 射线辐射 (Mulchaey et al., 1996; Fukazawa et al., 1996; Mulchaey & Zabludoff, 1998). 超团的大尺度结构是星系的链网结构,在某些交点存在星系团.观测发现 Shapley 超团有 X 射线辐射,但主要是来源其中富团区.至于超团中是否存在大量的、辐射 X 射线的团际气体,以目前的探测灵敏度,尚难判断.

§ 13.4 X 射线连续谱

X 射线谱对研究发射源的性质、气体来源和发射机制有决定性的作用.就发射源而言,它是扩张展源,一种可能是团内的弥漫气体,另一种可能是团内分立源的叠加.后者几乎不可能,因为分立致密源(如 X 射线双星)的谱往往是幂律谱的一部分,而且源与

源之间的中性气体会在低能区构成强吸收,这些均未表现在星系团的谱中.况且,星系团的 X 射线光度很高,所要求的分立源的数目也不切实际地大.就发射机制大体可分热致发射和非热致发射.后者多为幂律谱而且表现出低能光电吸收,这表明星系团 X 射线发射不是非热的.

基于星系团的 X 射线辐射是①扩展源,它可能源于团中气体;②指数型谱 $\left(I_e \propto \exp\left(\frac{-k\nu}{kT_g}\right)\right)$,它可能是轫致谱的高频部分;③

气体中质子平均速度 $v_p \simeq \sqrt{kT_g/m_p}$ 与团中星系的弥散速度相近.这表明产生 X 射线辐射的气体与成员星系约束在相同的引力势阱中,故气体是团内星系际气体.④如果气体含有重元素如 Fe,则在 $10^7 \sim 10^8 \text{K}$ 高温下,重元素原子高度电离以致可能形成这些重元素的类氢和类氦离子.这些热致的类氢和类氦原子的复合辐射的频率可在 X 射线波段.例如,Fe 的类氢和类氦的 $K\alpha$ 线的能量就在 $6.7 \sim 6.9 \text{keV}$ 附近.这种热致 X 射线谱线出现实际上也是 X 射线连续谱由热气体产生的一种标志.

如果气体是热的,温度达到 $10^7 \sim 10^8 \text{K}$,其中电离后的电子与离子将作用而产生轫致辐射.再加上如果气体充分稀薄,密度 $n \simeq 10^{-2} \sim 10^{-4} \text{cm}^{-3}$,则接受到的谱为光薄的轫致辐射谱.气体发射区的发射系数 ϵ^{ff} 为

$$\epsilon^{ff} = \frac{2^5 \pi e^6}{3 m_e C^3} \left(\frac{2\pi}{3 m_e k} \right)^{1/2} z^2 n_e n_i g_{ff}(z, T_g, \nu) T_g^{-1/2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_g}\right) \quad (13.1)$$

其中 T_g 是气体温度, n_e 和 n_i 分别是电子和离子的数密度, z 是离子电荷数. g_{ff} 是冈特因子,是考虑量子效应和远碰撞而引起的轫致辐射的改正因子,它是 T_g 和 ν 的慢变函数,而且在 1 的量级附近.

观测发现,很多星系团的连续谱与上述的单温度 T_g 的热轫致辐射谱弥合很好.图 13.1 是用 HEAO-1 A2 得到的 Coma 团观测谱和与热轫致谱弥合的情况(Henriksen & Mushotzky, 1986).

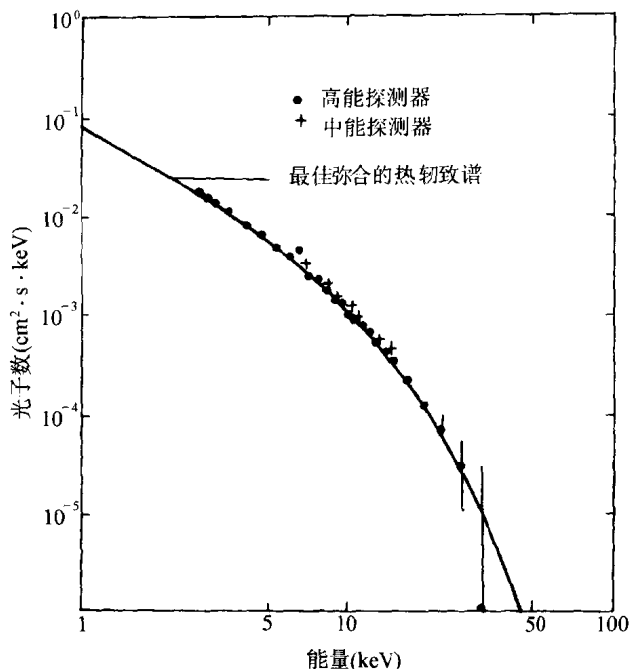


图 13.1 Coma 团用 HEAO-1 A2 测定的 X 射线谱. 图中 \bullet 为采用高能探测器的数据, $+$ 是用中能探测器得到的数据, 实线是最佳拟合的光薄的热韧致辐射谱. 在 7keV 附近突出是 7keV 特征 Fe 线

对大多数团的谱拟合采用单温就足够了, T_g 范围约在 $2 \times 10^7 \sim 8 \times 10^7 \text{K}$. 有些团则需用多温模型, 尤其在低 X 光度团中有多种成分 (Fukazawa et al., 1994, Matsumoto et al., 1996). 一种冷成分往往表现成簇, 或在星系团的中央增亮部分表现为冷流.

在取 $n_e \simeq 10^{-4} \sim 10^{-2} \text{cm}^{-3}$, $T_g \simeq 2 \times 10^7 \sim 10^8 \text{K}$, 团半径 $R \simeq 1 \sim 2 \text{Mpc}$, $M \simeq 10^{14} M_\odot$ 时, 计算的热韧致辐射功率为 $10^{43} \sim 10^{45} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 与观测到星系团的 X 射线光度值一致. 这正说明这种发射机制无论从谱形上或从光度上都是自洽的.

作为热辐射的一个重要特征是其 X 射线的光度与温度有相

关性. 早在 1984 年用 HEAO-1 就得到 $L_X \propto T_g^3$ 的规律 (Mushotzky, 1984), 后在用爱因斯坦天文台的 MPC, EXOSAT 以及 Ginga 获得的更大样品上得到

$$kT_g = 10^a L_{40}^b \quad (13.2)$$

其中 kT_g 以 keV 为单位, $L_{40} = L_X / (10^{40} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1})$,

$$a = -0.59 \pm 0.02 \quad (13.3)$$

$$b = 0.290 \pm 0.04 \quad (13.4)$$

由 T_g 决定的理论 L_X 值与观测值最大相差一因子为 30.

§ 13.5 X 射线谱线

在分辨率不太高的 HEAO-1 星系团 X 射线谱观测中, 就发现存在 X 射线谱线, 其中最明显的是在 6.5~7.0keV 间的所谓“7keV Fe 线”. 在图 13.1 的 Coma 团的连续谱上可见此 7keV 发射线. 因此, 存在 X 射线发射线是 X 射线谱中又一重要特征.

这一特征与前述的连续谱的热致特征是一致的. 既然团内气体的温度可达 $10^7 \sim 10^8 \text{ K}$, 团内气体中的轻元素可以部分甚至完全电离, 而重元素如 Fe 可电离成 Fe^{+24} 和 Fe^{+25} , 成为铁类氢和类氢离子. 由于核电荷数很大, 这些离子的复合辐射可进入 X 射线波段. 正是这种铁离子线和少量 Ni 离子线的混合构成了“7keV Fe 线”. 这些线的存在是团内气体中重元素存在的标志. 气体中重元素含量是追溯团内气体来源的重要线索. 团内气体含有重元素表明至少它的相当一部分是从恒星中抛射出来的.

线发射强度与气体密度平方以及铁的丰度成正比, 并与电子温度有关, 而热致辐射连续谱强度与气体密度平方成比例. 7keV 谱线的等值宽度为

$$EW \equiv \int \left(\frac{I_\nu - I_\nu^c}{I_\nu^c} \right) d\nu \quad (13.5)$$

其中积分在谱线范围内进行. 由此可见 EW 与气体密度无关, 主要依赖于铁的丰度. 由 EW 可决定各星系团的 $\frac{\text{Fe}}{\text{H}} \simeq 2 \times 10^{-5}$

(Mitchell & Mushotzky, 1980; Mushotzky, 1980). 它与团的 X 射线光度无关, 约为太阳中铁丰度的一半. 这一特性说明团内气体有相类似的起源而与团的动力学状态无关. 这也更证明星系团的 X 射线辐射是团内气体的热致辐射.

在“7keV Fe”线机制决定后, 就可确定谱线的发射光度, 再根据观测到的谱线能流可决定团的红移. 尤其在预定于 1999 年发射的 AXAF 运行后, 可能决定 z 为 1~4 团的性质. 这对研究团的演化是很有意义的.

在一些星系团中还可以发现低能线, 他们包括一些比铁轻的元素如 C、N、O、Ne、Mg、Si、S、Ar 和 Ca 等的 K 线以及 Fe 和 Ni 的 L 线. 这些低能线的观测主要是用爱因斯坦天文台上的 SSS (Solid State Spectrometer) 和高分辨的 FPCS (Focal Plane Crystal Spectrometer)、以及 ASCA 上的 GIS (Gas Imaging Spectrometer) 和 SIS (Solid-state Imaging Spectrometer) 进行的. 产生这些谱线所要求的温度比 Fe K 线要低, 加之 SSS 的视场较小, 对近的星系团往往只测其中心区, 这些低能谱线表明在团中心区由于吸积而产生的流动可形成低温区, 暗示了冷流存在的可能性.

§ 13.6 X 射线辐射的空间分布

13.6.1 X 射线强度分布的轮廓

星系团中星系的光学分布曾作为重要课题在星系团的光学性质中进行过仔细的研究, 这些结果是进行星系团动力学研究的基础. 同样, 从 X 射线强度分布, 尤其是轮廓可以进一步导出团内气体分布和性质, 乃至整个团势能分布, 暗物质分布和含量的有关结果.

对星系团中星系的光学分布曾有过各种各样的理论模型和经验模型. 其中最熟知的是 King (1962) 的等温模型. 它主要应用于规则的球对称团. 在等温和星系分布由其自引力势作用的假设下,

King 导出星系在团内部分布的近似解. 其径向一维分布正比于 $\left[1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{-3/2}$, 其中 r_c 是分布的核实半径, 可作为待定参数. 类似地, 在自引力等温球假设下团内气体密度 ρ_g 可表为

$$\rho_g \propto \left[1 + \left(\frac{r}{r_x}\right)^2\right]^{-3/2} \quad (13.6)$$

其中 r_x 是由 X 射线强度分布定出的核实半径, 它作为待定参数在弥合时决定. 利用 (13.6) 式和爱因斯坦天文台 IPC 数据已对 53 个团进行了弥合 (Abramoponlos and Ku, 1983).

上述模型的推广是气体与星系平衡等温模型. 它假设光学星系速度分布是各向同性的, 光学星系和团内气体都是等温的, 而且相互平衡, 但星系和气体可具有不同速度弥散. 因此, 星系-气体速度弥散平方比 β 为

$$\beta = \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{k T_g} \quad (13.7)$$

可以不为 1, 其中 μ 是气体的平均分子量, m_p 是质子质量, σ_r 是星系的一维径向速度弥散, T_g 是气体温度. 因此, $\rho_g \propto \rho_{gal}^\beta$, 而 ρ_{gal} 是星系的分布密度, 于是由星系分布的 King 模型得

$$\rho_g = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right]^{-3\beta/2} \quad (13.8)$$

其中 ρ_0 是中心气体密度, r_c 是星系分布的核实半径. 此即所谓 β 模型 (Sarazin, 1988).

利用 β 模型, Jones 和 Forman (1984) 完全从 X 射线强度分布定出了一批星系团的 ρ_0 , r_c 以及 β . 在进行弥合时发现约有 $\frac{2}{3}$ 的团的轮廓弥合得好, 但仍有 $\frac{1}{3}$ 的团弥合不好. 这些弥合不好的团都不同程度地存在中心光度超出. 在 80 年代和 90 年代初认为这可能源于这些团中心的冷流. 关于星系团中心光度过剩的物理起因将在本章最后讨论. 如果扣除约几角分的中心区则 β 弥合又变好. 可见中心区域附近的温度或位势变化将破坏星系-气体平衡的等温模型.

用上法定出 β 平均值为 $\frac{2}{3}$. 因为在 r 很大时 $\rho_g \sim r^{-2}$, 而 $\rho_{gal} \sim r^{-3}$, 这表明气体比团内光学星系分布的范围更大.

计算 β 另一方法是根据 (13.7) 式. 由光学光谱定出成员星系的径向速度弥散 σ_r , 并由 X 射线谱定出的 T_g , 从而求出 β . 不幸的是用光谱定出的 β 平均值为 1.3, 几乎为由 X 射线强度定出的一倍 (Ikebe, 1995). 推测引起这种不一致的系统误差的可能来源或因星系分布不是各向同性的, 或因团的非球对称, 导致星系在团中轨道很扁. 当然 σ_r 测量本身的不精确, 加上团内亚结构的影响更使 σ_r 有高值. 一个明证就是在测量精确的 Coma 团中就不存在上述的 β 矛盾.

13.6.2 星系团的 X 射线成像和团内气体的性态

进一步研究 X 射线辐射在团内部的强度分布是获得团内气体分布和性质的关键, 而且可用来进一步划分星系团的演化阶段. 自爱因斯坦天文台和 ROSAT 的成像计数器运作以来, 此项工作已成为研究星系团 X 射线的主要方面之一.

成像研究的主要对象是 X 射线的等强度图, 而不同的星系团的等强度图差别很大. 有人正试图用一些描述全部拓扑结构的参量来分类并定量化, 并用于研究团的子结构. 但是更直观的方法是结合光学形态用 X 射线强度图的主要特征来分类, 并给出其相应的演化状态 (Forman & Jones, 1982).

第一个特征是 X 射线形态的规则性. 据此分为不规则类与规则类. 前者其光学形态往往也是不规则的, 后者则光学形态也是规则的. 由此定出不规则类属星系团的早期态, 而规则类是演化类. 与此相应的 X 射线光度 L_x 和气体温度也由低到高. 与演化态有关的年轻星系含量以及中心区星系密度亦有变化.

第二个特征是中心主要星系的存在与否. 如果存在中心主要星系, 其 X 射线像也有较陡的峰值在中央, 并与中心主要星系相重. 此时团的 X 射线核实半径 r_x 较小, 从谱观测也能发现中心温

度低,存在冷流或位阱变化.相比其它类型,存在中心星系的规则星系团具有最高的 X 射线光度.

表 13.1 是这四类的观测性质上的差别,图 13.2 是四类典型的 X 射线等强度图并叠加了光学星系的像.

上述 X 星系团分类不仅与星系团光学分类的演化序列相一致而且与星系团的动力学演化序列一致(Sarazin, 1988). 在星系

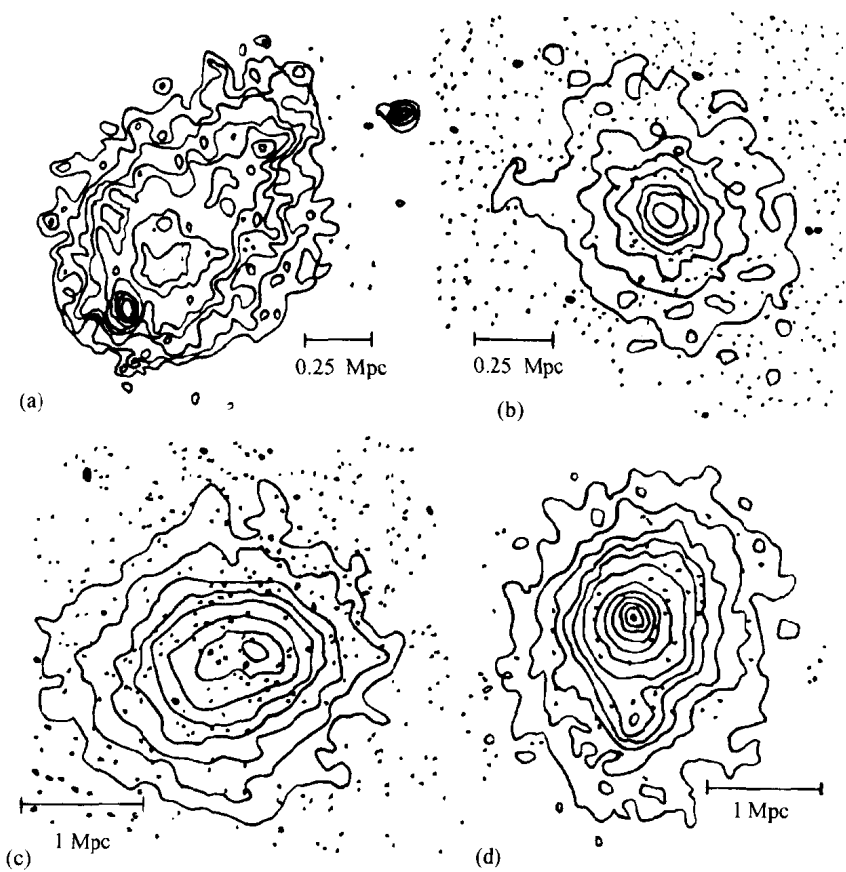


图 13.2 星系团的 X 射线轮廓,左边二图是不存在中心星系的星系团,
 右边二图是存在中心星系的星系团.上边两图是不规则星系团,
 下边两图是规则星系团

崩缩过程的突变弛豫使团的整体分布从不规则到规则,而中心区星系的吞并过程则形成中心星系(Ostriker & Hausman, 1977).

表 13.1 X 射线星系团的形态分态

		不存在中心星系	存在中心星系
不规则类	L_X	低 $L_X, L_X \leq 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$	低 $L_X, L_X \leq 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$
	T_g	冷, $kT_g \simeq 1 \sim 4 \text{ keV}$	冷, $kT_g \simeq 1 \sim 4 \text{ keV}$
	中心亮度	X 辐射在许多星系周围	存在中心星系并有 X 晕
	分 布	不规则分布	不规则分布
	旋臂星系含量	高含量, $> 40\%$	高含量, $> 40\%$
	中心星系密度	低中心星系密度	低中心星系密度
规则类	L_X	高 $L_X, L_X \geq 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$	更高 $L_X, L_X \geq 3 \times 10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$
	T_g	热, $kT_g \geq 6 \text{ keV}$	热, $kT_g \geq 6 \text{ keV}$
	中心亮度	低, 无冷流	存在向中心星系吸积的冷流
	分 布	光滑 X 射线等强度线	致密而光滑的 X 射线等强度线
	旋臂星系含量	低含量, $< 20\%$	低含量, $< 20\%$
	中心星系密度	高	高

另外还存在为数不多的在 X 射线强度上具有中心双峰的团(如 Virgo 团),它们对应的光学团亦存在星系分布的双峰结构. 这种形态可能是从不规则类向规则类演化的过渡形式.

§ 13.7 星系团中心区的气体结构

13.7.1 星系团 X 射线亮度在中心区的过剩

在理论上,星系团的 X 射线亮度径向分布通常用 β 模型来描述. 这对大多数团是成功的,但在约占总数 $\frac{1}{3}$ 的团中,却发现在几百 kpc 的中心区内观测到的亮度明显高于 β 模型的预期值,称此为**中心区的亮度过剩**(Jones & Forman, 1984). 这个现象表明星系团内存在空间结构和热结构. 它可能源于团内气体的复杂温度结构,也可能源于团内气体特定的空间分布. 一种经验的做法是当单 β 模型不成功时,采用双 β 模型来弥合星系团 X 射线亮度的径向分布. 两个 β 成分的参量(一对 r_{core} 和一对 β)都可以有不同值,

由此引起引力势的等级结构(Makishima, 1997). 因此, 中心区亮度过剩的物理内涵应包括三类. 第一种是两相温度结构, 中心区存在低温的冷相. 在外部气体驱动下, 不排除冷相流动就是我们几次提到的冷流. 第二种是引力势分布的等级结构, 它将会导致团内气体的空间分布的等级结构. 第三种是化学组成分布的不均匀性. 而要进行对应的观测检验, 则需要同时检测团内 X 射线辐射的空间结构, 温度和元素丰度结构. 爱因斯坦天文台和 ROSAT 卫星上的主要 X 射线探测器具有足够的空间分辨本领, 但是能量分辨本领不够高, 波段窄而限于低能 X 射能区, 只能分别达到 3keV 和 2.4keV. 90 年代发射的 ASCA 卫星(Tanaka et al., 1994), 不仅有适度的空间分辨本领, 而且谱分辨能力大大提高, 特别是能区能扩充到中能 X 射线波段, 达到 10keV. 因此用 ASCA 卫星进一步鉴定中心区亮度过剩现象会有新结论, 也更可信.

13.7.2 星系团的团内气体

星系团是星系、星系际气体和暗物质构成的系统. 它形成的引力势阱能约束这些物质, 对发光天体的分布表现为中心集中性, 对气体则可为处于势阱中的近平衡态. 认为气体与星系间平衡的依据是团内气体的声速与星系在团内的弥散速度相近. 这个看法的观测根据之一来自自由气体谱线定出的元素丰度. 观测定出气体中铁的丰度是太阳中铁丰度的 0.3 倍, 而在冷区中定出的 Si 和 S 的丰度与太阳丰度相近, 而 O 的丰度超过太阳中的丰度(Loewenstein & Mushotzky, 1996). 虽然关于团内气体的起源仍不清楚, 但从丰度上看它不能是原初的, 一些是星系团形成时代的残余气体和从超新星爆发前的早型星族恒星释放的, 一些是团形成中的年轻星系中分离出来的. 因此, 气体的单位质量动能与星系相同, 从而气体的声速与星系在团的弥散速度相近. 在此条件下可导出气体的温度为 $2 \times 10^7 \sim 10^8 \text{K}$. 在这种机制之下, 气体如此高温, 因为和星系的动能一样, 气体动能起源于团的引力势, 而不需附加加热机制.

在气体处于流体静力学平衡和其声速与团内星系弥散速度相等的条件下,在 $1\sim 2\text{Mpc}$ 范围内气体温度为 $2\times 10^7\sim 10^8\text{K}$,其中电子数密度为 $10^{-4}\sim 10^{-2}\text{cm}^{-3}$,气体总质量为 $10^{11}M_{\odot}$ 的数倍,其热韧致辐射 X 射线的光度为 $10^{43}\sim 3\times 10^{45}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$,并产生高电离铁谱线和其他元素的 X 射线谱线.这些都与观测结果一致.

13.7.3 星系团中心的冷流

如星系团中的气体热辐射是稳定的,则要求 X 射线辐射功率不明显影响气体的热状态,即由于 X 射线辐射引起的气体的冷却时间 t_{cool} 大于系统的寿命.当取系统的寿命为宇宙年龄时标 H_0^{-1} ,气体密度为 10^{-4}cm^{-3} 时, t_{cool} 比 H_0^{-1} 高一个量级.这保证了团内气体整体处于稳态.但是,团内的气体分布不是均匀的,在中心密度高, X 射线辐射亮度大,则有可能使 t_{cool} 小于 H_0^{-1} . 这样就可使这部分气体温度下降.如果 t_{cool} 大于在引力作用下的自由下落时间,为了支持外部气体的重量,低温的气体就必须增大它的密度,这密度增高的气体必向内流动,从而形成冷流(Fabian, 1994). 这个过程的实质是外部稳态气体压力对冷气体驱动,通常发生在团中央的气体吸积区.近年发现,星系团中存在亚结构,每一子结构在空间和径向速度上是分立的.它们的存在被认为是星系团演化中的一个阶段,将来亚结构还可能并合而进入团的新的演化阶段.冷流也可能存在亚结构中,并随着结构变化以及亚结构的并合和碰撞而使得发射系数产生变化.

13.7.4 冷流存在的观测证据

冷流存在的观测证据主要来自 X 射线波段观测的三个方面,即 X 射线等强线轮廓、X 射线谱以及两者定出的参数的一致性.

第一方面:X 射线等强度图上存在一些表面亮度分布的尖峰,它是冷流的标志.因为表面亮度与气体密度平方成正比,与温度相关较弱.这些尖峰说明相应的表面气体密度很快地向中心方向增加.在中心气体密度增大时, t_{cool} 变小,在 $t_{\text{cool}} < H_0^{-1}$ 时理应出现冷

流(见图 13. 3).

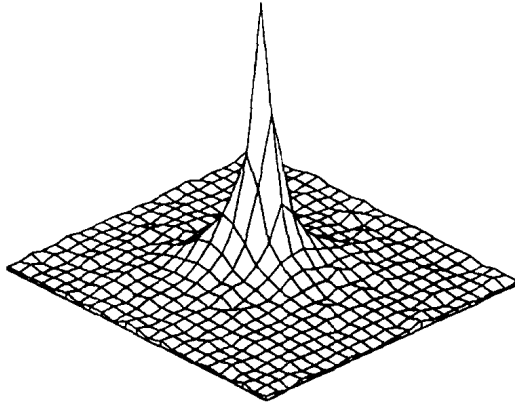


图 13. 3 星系团 A478 的表面光度分布的三维图.

图中每一个像素(pixel)代表 24 角秒(约合 60kpc).

资料取自 Fabian(1994)

爱因斯坦天文台的观测表明在中心约 100Kpc 范围内, 30%~50%以上的团有 $t_{\text{cool}} < H_0^{-1}$ 的冷流存在(Steward, 1984), 而 EXOSAT 发现有 2/3 以上团有冷流(Lahav, 1989). 仪器的 1' 的分辨率限制了对中心亮度的上限的估计, 使对冷流的估计实为下限值. 这样的高中心亮度比例说明冷流的存在是普遍而且是长寿命的.

冷流中的物质沉积率 \dot{M} 可由冷流外区 ($t_{\text{cool}} = H_0^{-1}$) 的光度 L_{cool} 决定. 根据气体辐射功率和外部气体做功得

$$L_{\text{cool}} = \frac{5}{2} \frac{\dot{M}}{\mu m} k T_{\text{cool}} \quad (13.9)$$

其中 T_{cool} 是冷流的温度, 约为 10^6K . L_{cool} 是中心过剩光度, 约为总光度 10%, 所以典型冷流的质量沉积率为 $50 \sim 100 M_{\odot} \text{a}^{-1}$, 个别可达 $500 M_{\odot} \text{a}^{-1}$. 值得注意的是, L_{cool} 用中心过剩光度 L_{excess} 来估算是 有假定的, 即中心过剩是全面由冷流引起的. 在 13.7.5 讨论中心过剩其它起因时, 则可能有 $L_{\text{cool}} < L_{\text{excess}}$ 的情况出现. 此时 L_{cool} 应用

更细致的谱弥合来决定.

第二方面:星系团核心的中高分辨率 X 射线谱是冷流存在更确切的证据. 爱因斯坦天文台的 FPCS(Focal Plane Crystal Spectrometer)和 SSS(Solid State Spectrometer)测定的谱中表明存在低温成分,与用 X 射线强度方法决定的冷流结论一致(Canizars et al., 1982; Mushotzky et al., 1981; Lea et al., 1982). Canizares 等人(1988)用 FPCS 测定 Perseus 团发现能量在 0.82keV 附近的 O VIII 和 Fe XX 线,并定出冷流温度约为 $10^6 \sim 5 \times 10^6 \text{K}$,而质量沉积率为 $200 M_{\odot} \text{a}^{-1}$.

第三方面:用 X 射线强度和 X 射线谱得到的结论一致,参数相近. 例如用两种方法导出的冷流的物质沉积率在误差范围内相当接近.

但是,尽管用光学望远镜在一些著名“冷流星系团”中发现了一些不规则的纤维状结构(Pinkney et al., 1996),关于冷流的除 X 射线波段以外的直接证据还没有,这也是引起争论和怀疑的原因. 事实上,冷流的理论速度 $v_0 \simeq 6 \left(\frac{\dot{M}}{100 M_{\odot} \text{a}^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{t_a}{10^{10} \text{a}} \right)^{-1/3} \times \left(\frac{T_{\text{cool}}}{10^8 \text{K}} \right)^{-\frac{1}{6}} \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$,其中 t_a 是宇宙寿命, \dot{M} 是冷流的物质沉积率, T_{cool} 是冷流温度. 用光学或其他波段去测定这样小的速度是不可能的.

另外,用观测去检测冷流的遗迹也很困难. 按理论预计,冷流一定是不均匀的,其过密区形成冷的团簇,少数可达到中心,大部分冷团因运动的不稳定性而分解为冷片,最后成为冷星. 这实为一种不发光的暗物质. 但也有观测证明,在一些冷流中心巨气体团可能在距中心几千秒差距处形成大质量星.

13.7.5 势能分布的等级结构

星系团的中心亮度过剩现象可以用冷流去解释. 但是这种解释不是唯一的,只有用在更宽波段上具有更高能量分辨本领的

ASCA 卫星上的探测器才能鉴定出更合理的空间、热以及元素丰度的结构。

如前所述,在具有中心亮度过剩的星系团中,单 β 模型不能用来弥合团亮度的径向分布. 按经验可换用双 β 模型,亦即用四个参数 $r_{\text{core}}^{(1)}, r_{\text{core}}^{(2)}, \beta^{(1)}, \beta^{(2)}$ 来描述. 图 13.4 是一典型的双 β 模型的拟合,其中 $r_{\text{core}}^{(1)}=5.0, \beta^{(1)}=0.67, r_{\text{core}}^{(2)}=1.0, \beta^{(2)}=0.67$,亦即用具有致密核与扩展核的两个 β 成分来叠加描述. 从图中可以看出,除双 β 模型以外还可以近似地用一个单 β 模型(取 $r_{\text{core}}=0.9, \beta=0.48$)拟合. 除了在极外区(≥ 20),单 β 拟合与双 β 拟合相差不大. 因此除非能有极好的数据统计来分辨极外区的差别,可以认为单 β 模型是一个不太坏的近似描述. 正如过去用爱因斯坦天文台和 ROSAT 卫星等数据进行的那样,单纯的单 β 拟合产生了较小的 r_{core} 值和 β 值.

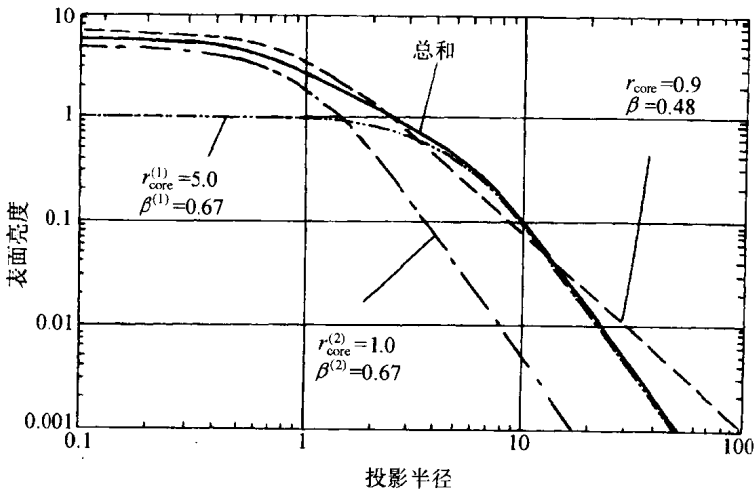


图 13.4 星系团亮度径向分布的双 β 模型与单 β 模型去拟合的对比

星系团亮度径向分布要用双 β 分布拟合,亦存在两种情形. 一般说来,由于双 β 的 β 不同可有“冷”、“热”成分之分,由于 r_{core} 的不同可有致密与延展成分之分. 后者是指存在两种成分几乎是

“等温”但 r_{core} 明显不同. 它表现在亮度径向分布有肩状特征, 图 13.4 中可以看出更接近真实的双 β 模型构成的径向轮廓存在一凸出的肩状部分. 经 ASCA 已经检测需用双 β 模型拟合的星系团多具有 cD 星系. 这种双 β 拟合不仅存在贫团中 (Ikebe et al., 1996; Ikebe et al., 1997), 在富团中 (Xu et al., 1998; Xu 1998), 致密星系群 (Mulchaey & Zabludoff, 1998) 甚至在单个 cD 星系的四周也有 (Matsushita et al., 1997). 这说明在巨大的 cD 星系附近形成位势的下陷, 故除了在整个星系团尺度上延伸的成分外, 还有在 cD 星系引起位势的致密成分. 这个结构称为位势的等级结构. 图 13.4 的双 β 拟合中双 β 的温度相同, 但 r_{core} 明显不同, 分别表示致密与延伸的结构.

如果存在位势的等级结构, 在 cD 星系附近势能会下陷, 使气体有更多的积聚, 则中心区亮度的过剩的存在与气体辐射 X 射线的硬软无关. 这与“冷流”假设不同, 因为冷流主要应是贡献软 X 射线辐射的过程. ASCA 探测器能量范围是 0.5~10keV, 通常分为软 X 射线能段 (小于 3keV) 与硬 X 射线能段 (大于 3keV). 根据 ASCA 的观测, 近来发现在一系列 cD 星系团中不仅软 X 射线能段有中心亮度过剩, 而且在硬 X 射线能段也有中心亮度过剩 (Ikebe et al., 1997; Xu et al., 1998; Xu 1998), 且两者光度值相近. ASCA 的谱观测也给出了中心冷成分的光度 L_{cool} , 结果发现 L_{cool} 不等于全部中心亮度过剩光度 L_{excess} . 图 13.5 表示在软 X 射线波段和硬 X 射线波段 L_{cool} 与 L_{excess} 的比较. 可以看出冷成分光度只是中心亮度过剩光度的一部分, 而热成分贯穿整个星系团气体中, 包括深入到最内的中心区. 因此, 在 cD 团中造成中心亮度过剩的主要原因不是冷流而是中心区气体密度的“过剩”, 而密度“过剩”是由于 cD 星系导致的势阱下陷而形成的. 换言之, 星系团的位势存在等级结构, 一个层次是在整个团范围的势阱, 更内一层是 cD 星系四周引起势阱. cD 星系四周的局部势阱在光学波段也曾有所表现, 即在 cD 外部亮度分布扩充延伸到很远的地方 (Schombert, 1986; Johnstone et al., 1991).

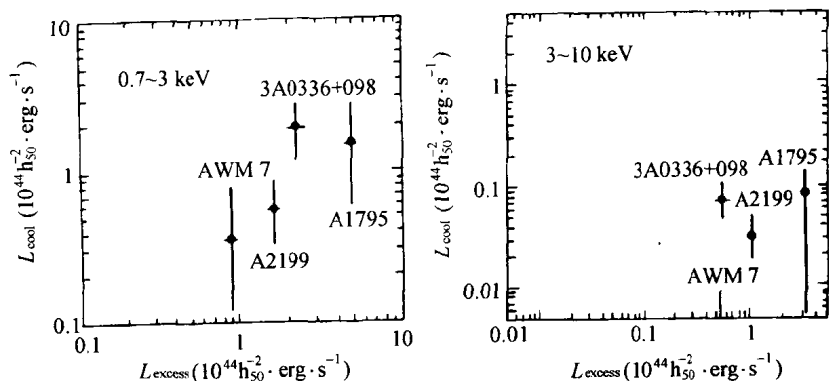


图 13.5 A1795 等 4 个星系团中 L_{cool} 与 L_{excess} 之比 (Xu, 1998)

cD 星系团的位势等级结构是非常令人深思的. 通过它最终能获得暗物质分布的一些性质. 具体办法是: 首先测定团的 X 射线亮度轮廓和径向分布, 参照由 X 射线谱导出的气体温度, 还原出发射 X 射线的团内气体的密度分布. 然后可根据这些气体在引力场中的平衡性质, 可定出场势的分布以及形成这样引力场的引力质量 (包括气体、星系以及占大部分的暗物质), 进而得出星系团中暗物质的分布. 非常令人兴奋的是已经用上述方法发现引力质量和暗物质在星系团中心 cD 星系尺度附近有新的集中尺度, 并与其在星系团尺度的成团构成等级结构. 由此看来, 冷流在 cD 团中虽可能出现, 但不是形成 cD 团中心亮度过剩的主要原因. 在团以及 cD 星系形成时就出现了引力势的等级结构, 它导致中心气体密度上升而亮度过剩. 而冷流出现可能只是这些效应的一种后果.

最后, 关于团内的元素组成的分布, 在一些 cD 团中都出现金属丰度在中心有增长的倾向 (Fukazawa et al., 1994; Matsumoto et al., 1996; Xu et al., 1997). 一般认为这是由于 cD 星系而引起的. 主要论据在于, 丰度增长的尺度与 cD 星系位势尺度相近, 而过剩元素来源可用 cD 星系的抛射来解释. 根据不同重元素之间的相互丰度比, 一般认为这些元素过剩是 cD 星系中 Ia 型超新

星的产物. 显然, 这些元素丰度的空间分布的变化不能只用冷流来解释.

参 考 文 献

- Abell, G. O. , Corwin, H. G. & Olowin, R. P. , 1989, *Ap. J. S.* , **70**, 1.
Abramopoulos, F. & Ku W. 1983, *Ap. J.* , **271**, 446.
Arnaud K. A. et al. , 1994, *Ap. J.* , **436**, L67.
Birkinshaw, M. 1994, Present and Future of the Microwave Background, eds. , J. L. Sanz, E. Martinez-Gonzalez, L. Cayon.
Byram, E. T. , Chubb, T. A. , & Friedman, H. , 1966, *Science* , **152**, 66.
Canizares C. R. et al. , 1982, *Ap. J.* , **262**, 33.
Canizares C. R. et al. , 1988, Cooling flows in clusters and galaxies, ed. , A. C Fabian, Kluwer, p. 63.
Crawford et al. , 1989, *M. N. R. A. S.* , **236**, 227.
David, L. Jone C. & Forman W. , 1994, The Proc. ROSAT Sci. Symp. Workshop, Springer-Verlag Press.
De Grandi, S. et al. , 1997, *Ap. J.* , **486**, 738.
Ebeling H. & Wiedenmann G. , 1994, *Phys. Rev.* **E47**, 704.
Ebeling H. et al. , 1993, *A & Ap.* , **275**, 360.
Ebeling H. et al. , 1996, *M. N. R. A. S.* , **281**, 700.
Fabian A. C. , Nulsen P. E. J. and Canizares, C. R. , 1991, *A. Ap. Rev.* , **2**, 191.
Fabian, A. C. , 1994, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* , **32**, 277.
Forman W. & Jones C. , 1982, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.* , **20** 547.
Fukazawa, Y. et al. , 1994, *P. A. S. J.* , **46**, 155.
Fukazawa, Y. et al. , 1996, *P. A. S. J.* , **48**, 395.
Henriksen M. J. & Mushotzky, 1986, *Ap. J.* , **302**, 87.
Honda. H. et al. , 1996, *Ap. J.* , **473**, L71.
Iattori, M. et al. , 1997, *Nature* , **388**, 146.
Ikebe, Y. , 1995, PhD thesis, Tokyo University.
Ikebe, Y. et al. , 1996, *Nature* , **379**, 427.
Ikebe, Y. et al. , 1997, *Ap. J.* , **481**, 660.
Johnstone, R. M. , Maylor, T. & Fabian, A. C. , 1991, *M. N. R. A. S.* , **248**, 18.
Jones C. & Forman W. , 1984, *Ap. J.* , **276**, 38.
King I. R. , 1962, *A. J.* , **67**, 471.
Lahav. O. et al. , 1989, *M. N. R. A. S.* , **238**, 881.
Lea, S. M. et al. , 1982, *Ap. J.* , **262**, 24.
Lowenstein, M. , Mushotzky, R. F. , 1996, *Ap. J.* , **466**, 695.
Makishima, K. , 1997, Proceedings of the Workshop Held at Hakone-Yumoto, ed. ,

- T. Ohashi, p.123.
- Matsumoto, H. , Koyama, K. , Awaki, H. , Tomida, H. , Tsuru, T. , Mushotzky, R. , Hatsukade, I. , 1996, *P. A. S. J.* , **48**, 201.
- Matsushita, et al. , 1997, *Ap. J.* , **488**, L125.
- Mitchell R. J. & Mushotzky R. F. , 1980, *Ap. J.* , **236**, 730.
- Mulchaey, J. S. , 1996, *Ap. J.* , **456**, 80.
- Mulchaey, J. & Zabludoff, A. , 1998, *Ap. J.* **496**, 73.
- Mushotzky R. F. , 1980, X-ray Astrophysics, eds. R. Giacconi & G. Setti, p. 171.
- Mushotzky et al. , 1981, *Ap. J. Lett.* , **244**, L47.
- Mushotzky, R. F. et al. , 1995, AIP Conf. Proc. 336. Dark Matter, eds. , S. S. Holdt & C. L. Bennett, p. 231.
- Ostriker J. P. , Hausman, M. A. , 1977, *Ap. J.* , **217**, L1.
- Pinkney, J. et al. , 1996, *Ap. J.* , **468**, L13.
- Sarazin C. L. , 1988, X-ray Emission from Cluster of Galaxies, Cambridge University Press.
- Schombert, J. M. , 1986, *Ap. J. Suppl.* , **60**, 603.
- Steward G. C. et al. , 1984, *Ap. J.* , **285**, 1.
- Tanaka, Y. , Inoue, H. , Holt, S. S. , 1994, *P. A. S. J.* , **46**, L37.
- Voges W. et al. , 1998, *A. Ap Suppl.* , IAUS **179**, 433.
- Wolf, M. , 1906, *Astron. Nachr* **170**, 211.
- Xu H. et al. , 1997, *P. A. S. J.* , **49**, 9.
- Xu, H. , et al. , 1998, *Ap. J.* , **500**, 738.
- Xu, H. , 1998, PhD thesis, Shanghai Jiao Tong University.
- Zwicky, K. , et al. , 1961~1968, Catalogues of Galaxies and Clusters of Galaxies, Vol 1~6(Pasadena; Caltech).

第十四章 活动星系核的 X 射线辐射

周 又 元

§ 14.1 活动星系核 X 射线探测的手段和成就

虽然宇宙天体的 X 射线观测始于 1962 年,并在 1970 年进入 X 射线卫星探测的时代,但对活动星系核 X 射线辐射的系统研究却是在爱因斯坦天文台观测的基础之上.从 1967 年发现第一个有 X 射线辐射的类星体以来,到 1978 年爱因斯坦天文台运行,天文学家只知道有三个 X 射线类星体,占当时已知类星体总数的百分之一不到.另一方面却发现 Seyfert 星系是强 X 射线发射天体.光学光度比类星体低的 Seyfert 星系好像是更强的 X 射线源,这是令人奇怪的.到了 1978 年,爱因斯坦天文台终于解开了这个疑惑.对类星体研究贡献最大的是 IPC (Imaging Proportional Counter).爱因斯坦天文台装置了掠射 X 射线望远镜,加之成像正比计数器,使得它不仅可以成像,而且有高的灵敏度和高的角分辨率,以致可以检测和分辨出河外的活动星系核.它的灵敏度可达 $2 \times 10^{-13} \sim 4 \times 10^{-13} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,比之 Uhuru X 射线流量单位 (在 $2 \sim 10 \text{keV}$ 能量流密度 $2.4 \times 10^{-11} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) 高二个量级,比 1962 年 X 射线天文学开始时的仪器灵敏度好了六个量级,比当时正在工作的 HEAO-1 上的 A2 设备也高二个量级.角分辨率为 1 角分,足以分辨与它的灵敏度匹配的 X 射线弱源.爱因斯坦天文台的 IPC 的能量范围是 $0.1 \sim 4.5 \text{keV}$. 它的能量分辨率不高,在 1keV 只有 $\frac{E}{\Delta E} \sim 1$,但亦可获得低能段 X 射线谱的适量信息,以了解活动星系核的低能特性.在那个时代,这种信息也是很

重要的. 另外, 爱因斯坦天文台上 HRI(High Resolution Imager) 装有微通道板使得角分辨率可以提高到 6 角秒, 它可用于经 IPC 普查后的更进一步的细致成像观测. 爱因斯坦天文台不仅开创了对活动星系核的研究, 而且成果累累. 它的第一项重要成果是发现类星体和活动星系核是强 X 射线发射天体. 它共检测到约五百个活动星系核具有 X 射线辐射, 而其中类星体占了约四百个. 它们的 X 射线光度范围是 $10^{43} \sim 10^{47} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. 这回答了本节开始提出的疑惑. 爱因斯坦天文台的 X 射线检测能力证实了类星体也是强 X 射线发射天体. 这个结论的意义是重大的, X 射线辐射的研究成了深入探索活动星系核本质的关键. 爱因斯坦天文台第二项重要成果是发现了一批 X 射线活动星系核, 并用 X 射线源证认作为发现活动星系核的一种主要方法. 不仅类星体和低光度活动星系核如此, 而且对于稀有品种蝎虎天体 X 射线选方法成了最高效的发现方法. 进而发现了 X 射线选活动星系核与光学选以及射电选活动星系核性质上的异同, 从而为全面理解活动星系核现象和深入理解活动星系核本质成为可能. 第三项成就是了解到宇宙 X 射线背景辐射的起源, 它主要由分立源贡献, 尤其是活动星系核的贡献. 第四项是发现活动星系核的低能谱明显不同于它的中能谱, 对大多数类星体和低光度活动星系核存在软 X 射线过剩特性.

与爱因斯坦天文台几乎同时, 1978 年 HEAO-1(High Energy Astrophysical Observatory) 就得到了活动星系核在 2keV 以上中能谱最重要的特性.

1983 年欧洲的 X 射线卫星 EXOSAT 工作在 0.05~2keV 的低能段和 2~10keV 的中能段. 它对活动星系核主要贡献是确认了软 X 射线过剩这一特性, 并研究了活动星系核的 X 射线流量变化的行为.

1987 年开始工作的 Ginga 卫星主要是获得中能 2~30keV 的谱. 它发现了活动星系核连续谱在 10 keV 以上有变平的行为, 并首次发现 6keV 铁的 X 射线谱线.

1990 年升空的 ROSAT 卫星工作波段为 0.02~2.4keV. 它

的主要任务之一是完成低能 X 射线巡天. 它与爱因斯坦天文台一样工作于低能 X 射线能段, 携带的一些仪器性能相近. 如 ROSAT 上的 PSPC (Position Sensitivity Proportion Counter) 比爱因斯坦天文台上 IPC 的角分辨率高一倍, 能量分辨率好约一倍, 灵敏度提高 5 倍. 两者的 HRI 性能亦相似. 但由于 ROSAT 的仪器噪声大大下降, 因此可通过长时间曝光使探测灵敏度大大提高, 并可完成极限灵敏度更高的巡天. 通过 ROSAT 的观测使得对活动星系核的软 X 射线过剩特性定量化和系统化, 对处于该区的大蓝包的性质有更多了解.

研究活动星系核的 X 射线辐射有着重要的意义. 第一方面, 它的研究对理解活动星系核现象和其隐含的物理内容是必不可少的. 首先, 活动星系核光度表明它是宇宙中最亮的且能持续发光的天体, 可达 $10^{43} \sim 10^{47} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 其中 X 射线波段发射功率在全波段功率占明显比例, 可高达 50% 左右, 解释高光度行为离开不了 X 射线波段. 第二, 为了解全波段连续谱的发射机制应重视谱中的形状变化, 如大包和大折等. 软 X 射线波段正处于大蓝包的右侧, 故它是探索大蓝包发射机制的主要依据. 第三, 硬 X 射线来自活动星系核的最内区. 根据光变, 硬 X 射线发射区已充分接近巨型黑洞的视界, 因此利用该区的辐射检验和改善动力学模型并提出活动星系核中的产能机制. 第四, 铁的 $K\alpha$ 线位于 $6 \sim 7 \text{keV}$ 能区, 而谱线是鉴定该区域性质最好手段.

第二方面, 活动星系核在宇宙学研究中占据重要位置. 首先, 决定宇宙学参数 H_0 和 q_0 可通过活动星系核的 X 射线光度和红移的关系进行. 另外, 研究活动星系核演化是宇宙学的重要内容, 而 X 射线光度的演化又是活动星系核演化的核心.

第三方面是研究星系际介质的分布和性质. 利用活动星系核中低能 X 射线辐射可被传输过程中的星系际介质光电吸收的特性, 可测定星系际介质的中性氢柱密度.

§ 14.2 类星体 X 射线光度与光学光度 以及射电光度的关系

爱因斯坦天文台研究最早进行的是这个课题. 因为爱因斯坦天文台出现才有可能有足够尺度的样品来分析它们的 X 射线光度与光学光度以及射电光度的关系. 这个关系获得应从包括一切类星体的完全样品出发. 但这种完全样品的获得是极为困难的. Tananbaum 等(1979)和 Zamorani 等(1981)采用的办法是首先满足类星体品种的完全, 并从每一品种随机抽样来构成样品. 他们在品种上分为射电选, 光学选以及 X 射线选三大类. 射电选又细分为高频选的射电平谱的致密源和低频选的射电陡谱的展源. 光学选又分为双色紫外超选和无缝光谱选两种. 在这五类中每类任选一些类星体构成研究的样品, 共有 107 个类星体. 根据爱因斯坦天文台 IPC 观测数据, 分出两种源. 一种是在源坐标发现相对背景有 3σ 以上的流量过剩, 给出流量值的称为检测源. 否则只能给出 X 射流量上限值的源称为未检测源或上限源. X 射线观测结果是 107 源中 79 个是检测源, 样品的检测率是 $\frac{79}{107}$. 为描述检测源 X 射线流量与光学流量间的相对强度, 定义光学基准频率 ν_{OP} 与 X 射线基准频率 ν_X 间的设定谱指数 α_{OX} 为

$$\alpha_{OX} = -\frac{\lg(f_X/f_{OP})}{\lg(\nu_X/\nu_{OP})} \quad (14.1)$$

取 ν_{OP} 为 2500 \AA , ν_X 为 2keV 相应的频率, 则

$$\alpha_{OX} = -\frac{\lg(f_X/f_{OP})}{2.605} \quad (14.2)$$

其中 f_X 和 f_{OP} 分别是 2keV 处和 2500 \AA 处的流密度. 显然, 当 f_{OP} 固定时, 光学到 X 射线连线越陡, α_{OX} 越大, f_X 越小. 类似可以定义 α_{RO} 表示光学流量与射电流量的相对强度. 通常把射电的基准频率取为 5GHz .

利用样品中的检测源发现 f_X 和 f_{OP} 间有一定相关性, 相关系

数为 0.45, 由于偶然而出现此相关性的几率为 2×10^{-5} . 它亦说明类星体 X 射线光度 L_X 与光学光度 L_{OP} 有一定相关. 从相关性导出的关系为

$$L_X \propto L_O^{1/2} \tag{14.3}$$

这关系表明在演化过程中 X 射线光度变化范围应小于光学光度的变化.

表 14.1 还可以显示 L_X 与 L_R 以及与红移的一些关系. 无论从子样品的 X 射线源的检测率或是从检测后的平均 $\overline{\alpha_{OX}}$, 都表明射电类星体比之射电宁静类星体优先检测出而且测出的 X 射线相对流量大. 故平均说来射电类星体的 X 射线光度大于射电宁静的. 根据其他观测得到在光学光度一定时射电类星体的 X 射线光度约是射电宁静类星体的三倍. 类似地, 从表 14.1 还可以得出: 平均说来低红移类星体的 X 射线发射强于高红移类星体; 低光学光度类星体 X 射线发射强于高光学光度类星体.

表 14.1 X 射线光度与射电性质, 光学性质和红移的关系

样品	范围	检测率	平均 $\overline{\alpha_{OX}}$
全部		79/107	1.32
射电类星体		59/62	1.27
射电宁静类星体		20/45	1.46
低红移类星体	$z < 1$	13/16	1.35
高红移类星体	$z > 1$	7/29	1.52
低光学光度类星体	$\lg L_{OP} < 31.4$	13/22	1.37
高光学光度类星体	$\lg L_{OP} > 31.4$	7/23	1.62

这样混合样品构成不是很严格的, 有一定人为性. 此后用严格的光学选样品, X 射线选和射电选样品并推广到包括低光度活动星系核, 进一步肯定了上述的一些结论. 但在定量关系上, 代替 (14.3) 式为

$$L_X \propto L_O^\beta \tag{14.4}$$

β 在 0.8~0.9 左右 (Tananbaum et al., 1983).

§ 14.3 软 X 射线谱

爱因斯坦天文台上 IPC 的谱分辨能力很差, $\frac{E}{\Delta E} \sim 1$, 本不宜用作能谱分析. 但是, 在当时除了对个别强源的中能 X 射线谱有初步了解外, 对低能谱几乎一无所知. 在此情况下, IPC 亦用作谱分析, 以了解能量范围为 0.3~3.5 keV 软 X 射线谱的性质. 最早的样品只有 33 个类星体 (Wilkes & Elvis, 1987). 样品选取主要根据光子计数大于 500. 因此这样品是高软 X 射线流量样品.

虽曾试图区别幂律谱、热韧致谱、黑体谱和等离子发射谱, 由于 IPC 的能量分辨率不高, 未能发现这些谱拟合的明显差别. 因此, 为简单起见, 采用幂律谱. 它只有二个参数: 归一化因子和谱指数 α_X , 或等价地用 2 keV 处的流量和 α_X .

在低能 X 射线段接受到的 X 射线光子计数谱除与源的固有谱形 $E^{-\alpha_X}$ 有关, 还与中性气体和电离气体的吸收有关. 在能量分辨率不高的情况下, 它主要与中性气体的吸收有关, 吸收因子为 $\exp[-N_H \sigma(E)]$, 其中 $\sigma(E)$ 是与能量有关的截面值. 如吸收的气体按宇宙丰度配比则气体总吸收性质完全由最丰元素氢的柱密度 N_H 决定. 在第一章中我们已经说过, $\sigma(E) \propto E^{-8/3}$. 这表明 X 射线的光电吸收在低能段更为明显. 中性气体的吸收可发生在银河系内的气体, 星系际气体以及活动星系核内的气体. 因此 N_H 值也由这三部分构成. 后面我们将用观测证明, 一般类星体和低光度活动星系核中中性气体的 N_H 值都远小于银河内气体的 N_H 值, 可以忽略不计. 个别源中 N_H 很大, 这时 N_H 需要计及, 称此情况为存在源的中性气体内禀吸收. N_H 值的决定有两种主要的方法. 一是用 X 射线接收谱弥合 N_H 作为待定参数定出, 称为 X 射线谱法. 另一是用源方向银河中中性氢的 21 cm 谱线性质定出的, 称为射电法或 21 cm 氢线法. 如果两者定出的 N_H 一致, 则表明源的内禀吸收

以及星系际中性气体吸收可以不计. 大量 X 射线低能谱弥合已表明在目前的能量分辨率下星系际中性气体吸收往往可以不计, 源的内禀吸收明显存在只是个别情况. 如果不存在源的内禀吸收, 由 21 cm 氢线定出 N_H 在 $0.1 \times 10^{20} \sim 10 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ 范围内. $\sigma(E)$ 在能量大时趋于零. 可以算出在 N_H 约为 $0.1 \times 10^{20} \sim 10 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ 时, 当 $E > 0.5 \sim 1 \text{keV}$, 其中性气体光电吸收可以不计.

在源谱为幂律谱假设下, X 射线流量密度 f_E 为

$$f_E = I_0 \exp[-N_H \sigma(E)] E^{-\alpha_x} \quad (14.5)$$

其中 α_x 和 N_H 为待定参数. α_x 主要决定接收光子谱的高能行为, 通常为能量大于 $0.5 \sim 1 \text{keV}$ 以上的谱形. N_H 主要对 0.5keV 以下的谱计数敏感.

Wilkes 和 Elvis (1987) 对 33 个类星体采用式 (14.5) 进行弥合. 图 14.1 是三个源 B2 1028+313, NAB 0205+024 和 PG 1211

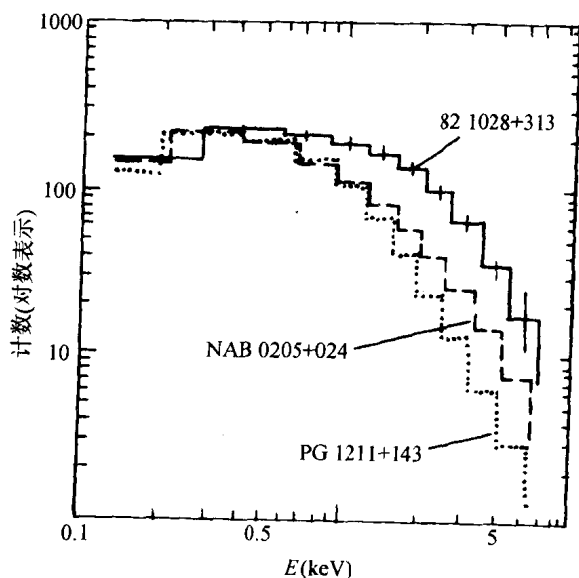


图 14.1 B2 1028+313,
NAB 0205+024 和 PG 1211+143 观测的计数率谱

+143 的观测谱,即接收光子计数率与能量的关系.图 14.2 是用式(14.5)进行弥合后回推到源的出射谱的形状.图 14.3 是观测到的计数率与能量分布用满足(14.5)式的最佳弥合而定出最佳拟合值 α_X 和 N_H 值以及相应的 90% 和 95% 置信轮廓线.图中每一源的置信轮廓线内或外的竖线表示银河中性气体由 21cm 氢线测出的柱密度 N_H^{Gal} .对于 PG 1211+143 用爱因斯坦天文台的 IPC X 射线谱弥合的最佳值 $N_H(\text{IPC})$ 大于 N_H^{Gal} .而对于 NAB 0205+024 和 B2 1028+313 的 $N_H(\text{IPC})$ 值小于 N_H^{Gal} 值.后者是难于理解的.

33 个类星体的样品获得的第一个重要结果是类星体在低能 X 射线波段(0.3~3.5keV)的幂律谱指数明显不同于中能 X 射线波段(2~10keV)的谱指数.而且在低能 X 射线波段射电类星体与射电宁静类星体的谱指数又明显不同. HEAO-1 的观测结果表明活动星系核在中能 X 射线波段谱指数为 0.7 左右.在低能 X 射

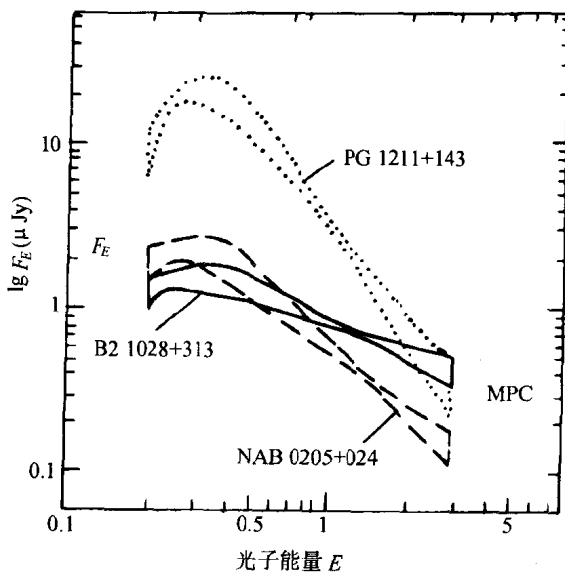


图 14.2 从观测到的计数扣除中性气体
光电吸收后反推出的源的 X 射线能谱

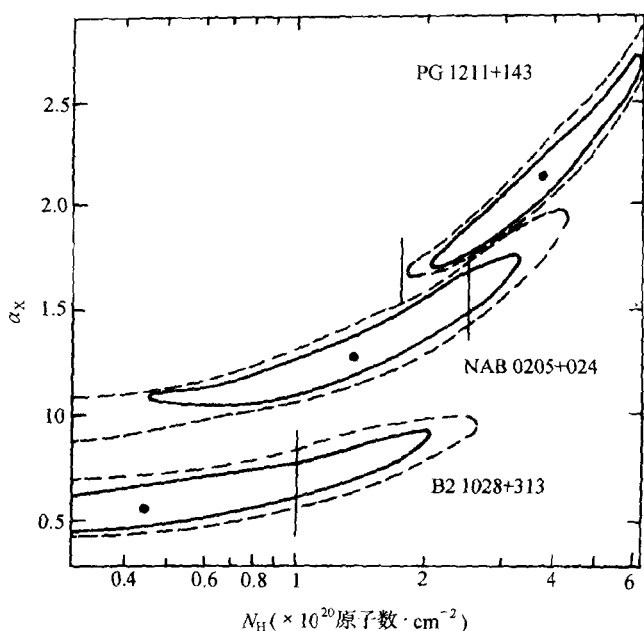


图 14.3 用图 14.1 观测的计数率谱经(14.5)式定出的 α_X 和 N_H 值和 90%、95% 置信轮廓线. 其中黑点是最佳拟合值, 实线和虚线分别是 95% 和 90% 置信轮廓线. 竖线是源位置处银河中性气体的 21cm 氢线柱密度 N_H^{Gal}

线波段射电类星体谱指数在 0.5 附近, 射电宁静类星体在 1.1 附近. 图 14.4 是射电类星体和射电宁静类星体的对比 α_X 分布图. 前者以 $\alpha_X = 0.5$ 为峰, 后者 α_X 平均值为 1.1, 明显大于射电类星体的 α_X . 考虑到类星体中以射电宁静类星体为主. 这表明在软 X 射线波段类星体的谱指数明显陡于中能 X 射线波段. 相对中能 X 射线波段 X 射线谱形在软 X 射线波段有上升, 称此为软 X 射线过剩.

Wilkes 和 Elvis 获得另一个重要结果是从 X 射线谱得到中性氢柱密度 N_H (IPC) 普遍小于用射电 21cm 氢线定出银河内中性氢柱密度 N_H^{Gal} , 在 33 个源中 28 个有 $N_H(\text{IPC}) < N_H^{\text{Gal}}$, 排除决定

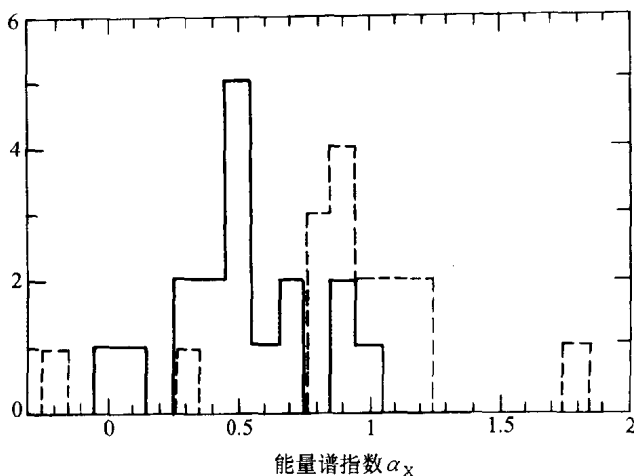


图 14.4 射电类星体和射电宁静类星体低能 X 射线谱指数的分布直方图. 实线代表射电类星体, 虚线代表射电宁静类星体

N_H 值的统计不确定性仍有半数以上有 $N_H(\text{IPC}) < N_H^{\text{Gal}}$. 银河中性气体吸收只是总的中性气体吸收的一部分, 应有 $N_H^{\text{Gal}} < N_H(\text{IPC})$. 所以不能从 N_H 表面定义来理解上述不等式的含义. 事实上, 用 X 射线谱弥合同时获得 α_X 和 $N_H(\text{IPC})$ 是在软 X 射线波段为幂律谱假设下进行的. 拟合得的参数 $N_H(\text{IPC})$ 变得不合理的小, 以致 $N_H(\text{IPC}) < N_H^{\text{Gal}}$, 这在于 $N_H(\text{IPC})$ 主要由低能段 $0.5 \sim 1\text{keV}$ 以下的谱行为决定, $N_H(\text{IPC})$ 小说明拟合观测谱需要的 N_H 小, 即需要的吸收少. $N_H(\text{IPC})$ 小 等效地说在极低能段 (小于 $0.5 \sim 1\text{keV}$) 源的发射强, 亦具有高于幂律谱的值, 存在又一种发射过剩. 它发生在 $0.3 \sim 3.5\text{keV}$ 波段的低能部分, 亦小于 $0.5 \sim 1\text{keV}$ 波段, 称此为极软 X 射线过剩.

软 X 射线过剩 (低能 $0.3 \sim 3.5\text{keV}$ 谱指数大于中能 X 射线谱指数) 表明从中能到低能段不是幂律谱. 而极软 X 射线过剩表明甚至在软 X 射线波段仍不能用幂律谱近似, 在 $0.5 \sim 1\text{keV}$ 以下仍继续往上翘. 类星体和活动星系核的软 X 射线辐射存在两种成分, 一种是从中能延伸过来的幂律非热成分, 另一是非幂律的“过

剩”成分. 为了在宽波段的能谱上显示这两种成分, 图 14.5 画出了类星体 PG 1211+143 从中红外的 $10\ \mu\text{m}$ 经过近红外, 可见光, 紫外 IUE 波段, 软 X 射线 IPC 波段, 最后画出爱因斯坦天文台在 6keV 附近的 MPC 探测器(Monitor Proportional Counter)测定的

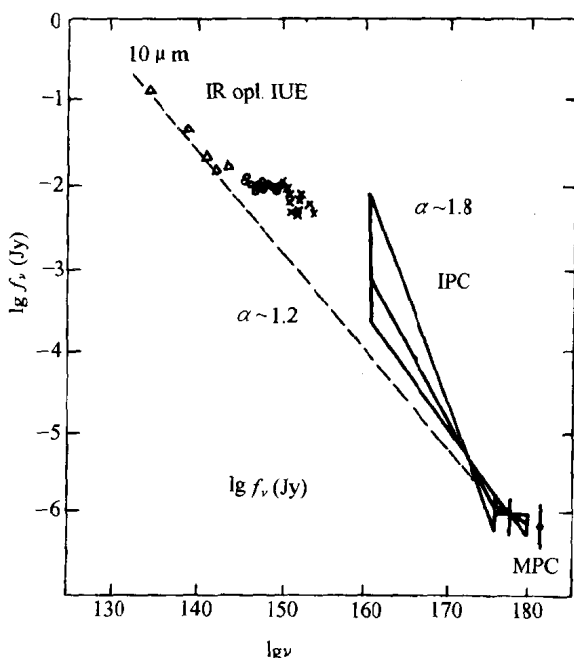


图 14.5 类星体 PG 1211+143 在从中红外到中
能 X 射线宽波段流量的能谱图. ν 是频率, f_ν 是流量密度

值. 从图 14.5 可以看出在宽波段中存在一幂律成分, 它的谱指数 $\alpha \sim 1.2$. 软 X 射线 IPC 谱的谱指数 $\alpha_x \sim 1.8$, 形成软 X 射线过剩. 另一方面, 从近红外开始经光学和紫外相对幂律谱也形成另一种过剩, 此即大蓝包. 由于从紫外到软 X 射线之间的极紫外 EUV 波段存在极强的中性气体吸收, 因此观测河外天体的流量很困难. 但从图上也可以看出如果试图把紫外与软 X 射线波段连接, 则可能构成一体, 软 X 射线过剩是从紫外方面大蓝包延伸过来的尾

部. 但是这种猜想需要更多观测的证据. 在 $\lg f_\nu - \lg \nu$ 图上大蓝包和过剩是骑在 $\alpha \sim 1.2$ 的幂律谱之上. 改用 $\lg \nu f_\nu - \lg \nu$ 图则 $\alpha \sim 1.2$ 的幂律谱变为基本与横坐标平行的线, 大蓝包和软 X 射线过剩更

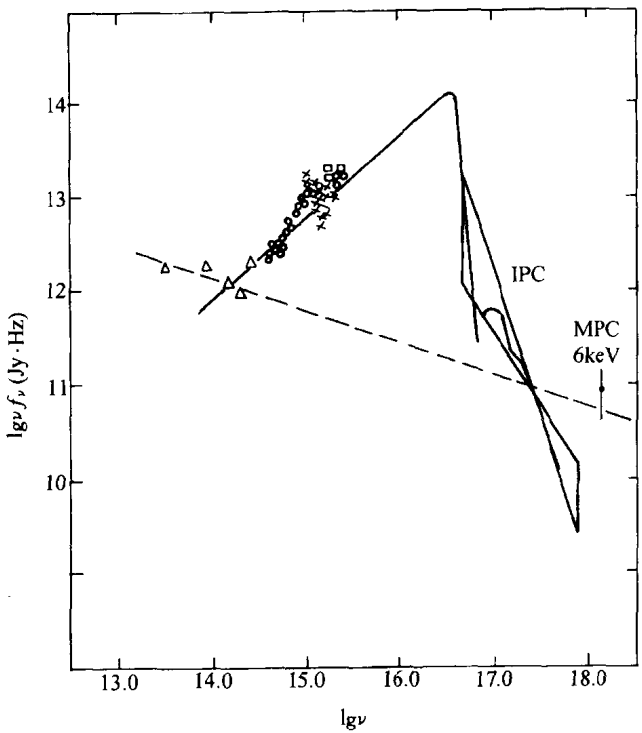


图 14.6 类星体 PG 1211+143 的 $\lg \nu f_\nu - \lg \nu$ 图

一目了然. 在此情况下, 原本 f_ν 是单位时间单位面积单位频率间隔接收的能量, 现在 νf_ν 是单位时间单位面积单位对数频率间隔中接受的能量. 图 14.6 中从近红外经可见光, 紫外到软 X 射线波段的大蓝包更为明显. 图 14.7 画出从大蓝包左侧观测形成的大包的形状有各种可能性, 例如 A 和 B 以及其间和其外的其他可能. 但如软 X 射线过剩是大蓝包的右侧, 则不可能是 A 而更可能是 B. 图 14.8 增加了高红移类星体 (IUE 有固定的最短观测波长 1100 \AA , 它对大红移类星体可测至源坐标系中 600 \AA 到 400 \AA 的流

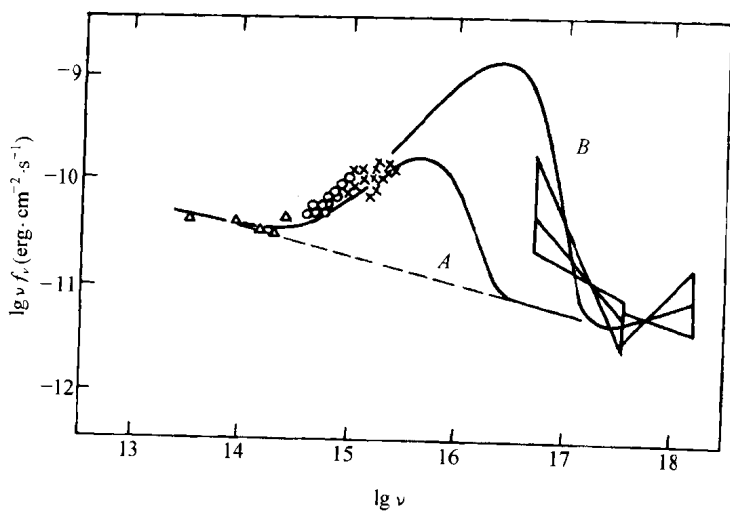


图 14.7 PG1211+143 大蓝包的可能形状

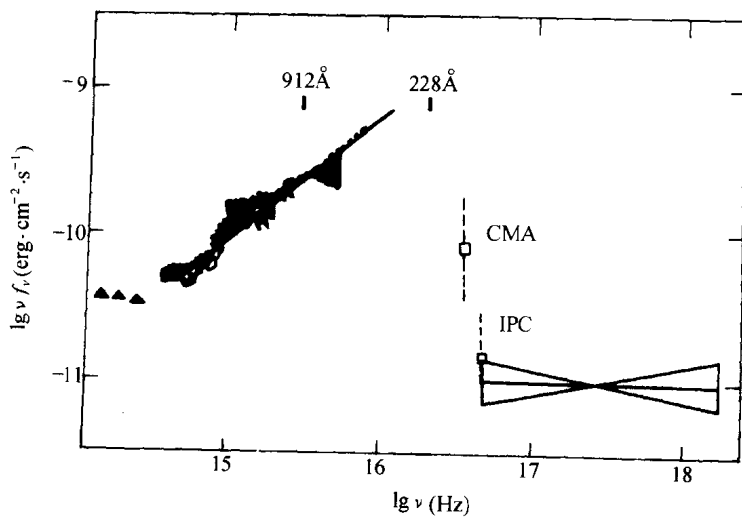


图 14.8 PG 1501+106 补充紫外 1100 Å 到 400 Å 预计的平均谱和 0.1keV 的 CMA 流量后的大蓝包可能形状

量)在 $600 \text{ \AA} \sim 400 \text{ \AA}$ 行为以及 PG 1501+106 用 EXOSAT 的 CMA 测至能量在 0.1 keV 附近的流量得到更细致的大蓝包的形状.

§ 14.4 活动星系核的中能 X 射线谱

14.4.1 观测结果

1984 年 Mushotzky (1984) 公布了用 HEAO-1 进行的 A2 研究的结果. 对 20 个强 X 射线辐射 Seyfert 星系进行了中能 X 射线谱观测, 发现样品中的源在 $2 \sim 20 \text{ keV}$, 有的甚至到 50 keV 都具有幂律谱型, 谱指数 $\alpha_X (f_X \propto E^{-\alpha_X})$ 都在 0.65 附近, 而且样品 α_X 分布的弥散 σ_X 很小, $\sigma_X \sim 0.05$, 远小于观测误差所对应的方差. 由此认为活动星系核至少是 Sy 星系具有统一的普适谱. 进一步还发现普适谱与是否是射电活动星系核以及 X 射线光度无关. 这表明普适性可能是源的固有特性. 但也存在一定疑问, HEAO-1 只能检测最强的硬 X 射线活动星系核的中能谱, 因此怀疑这种普适谱是否来自强 X 射线源的选择效应. 为此应扩大检验样品的尺度, 使之包括强源和稍弱的源以排除上述的选择效应.

Turner 和 Pounds (1989) 用 EXOSAT 的中能探测器测定了 48 个硬 X 射线选活动星系核, 主要是 Sy 1 型星系的 $2 \sim 10 \text{ keV}$ 谱, 其平均 α_X 为 0.7, 样品 α_X 的弥散为 0.16, 比 HEAO-1 测定的最强源的 σ_{α_X} 为大.

Turner 等人 (1989) 用 Ginga 测定 8 个类星体的中能谱. 其平均 α_X 为 0.69, 而 σ_{α_X} 为 0.29. 而且发现在能量大于 10 keV 时有谱变平的现象.

Camastri 等 (1992) 对强软 X 射线样品进行 EXOSAT 观测, 其中有 17 个类星体 (主要是 PG 类星体) 和 1 个 Sy 星系. 他们发现其中六个有软 X 射线过剩, $0.1 \sim 8 \text{ keV}$ 谱指数 $\alpha_{0.1 \sim 8}$ 大于 $2 \sim 8 \text{ keV}$ 的谱指数 $\alpha_{2 \sim 8}$, 并有 $N_H(\text{EXOSAT}) < N_H^{\text{Gal}}$. 在中能 $2 \sim 10 \text{ keV}$, 平均谱指数 $\langle \alpha_{2 \sim 10} \rangle = 0.89 \pm 0.06$, 样品中 $\alpha_{2 \sim 10}$ 的弥散 σ_{α_X}

$=0.25$.

Williams 等人(1992)用 Ginga 测定 13 个类星体在 $2 \sim 20\text{keV}$ 的中能 X 射线谱. 其平均谱指数 $\langle\alpha_X\rangle = 0.81$, 而 α_X 的弥散为 $\sigma_{\alpha_X} = 0.31$.

综合以上对活动星系核 X 射线谱观测的结果, 发现除软 X 射线过剩在一些类星体和 Sy 星系中存在以外, 中能 X 射线谱指数有一定倾向在 0.7 附近, 但样品中随着非强源的增加和高光度类星体数的增加偏离 $\alpha_X \sim 0.7$ 变大.

14.4.2 发射机制

活动星系核的中能谱观测表明尽管对于不同样品遵从普适谱的程度有差别, 但其中能谱指数 α_X 大部分在 0.7 至 0.9 之间. 这是很值得思考的问题, 它在中能谱的产生机制上是否可以找到原由, 从而反推和理解中能 X 射线的辐射机制. 另外, 中能 X 射线光变是多波段谱中变化最快的, 这表明中能 X 射线产生于活动星系的最内区. 如按活动星系核的巨型黑洞的吸积模型估算, 中能 X 射线发射区已在吸积流进入黑洞视界前的最后稳定轨道区. 因此, 它会给出这最内区的信息, 这是人们对活动星系核最关注的焦点.

中能 X 射线流量的快速变化表明它应起源于非热致辐射. 在这能段应有一发射幂律谱的非热致辐射, 但它不能保证谱形具有一定的普适性, 亦 $\alpha_X \simeq 0.7 \sim 0.9$. 为此要考虑一些新的产生和改变中能 X 射线谱形的机制. 首先应考虑的是电子对级联过程的影响. 正是因为中能 X 射线产生于活动星系核中致密区, 电子对产生要求光子能量大于 1Mev 的 γ 射线, 这种 γ 射线光子在致密区中产生双光子吸收, 而产生电子对, 高能电子与正电子产生辐射, 并使电子和正电子能量减小, 这些电子对又湮没产生新的 γ 光子. 新的 γ 光子能量比原初 γ 光子能量减小. 这种电子对多次产生与湮没的级联过程影响 γ 射线辐射过程, 光子转移为更低能量的光子. 电子对产生虽在 γ 射线能段, 但电子对级联过程以及电子对的辐射却影响到更低能量光子的分布和能谱谱形.

显然,电子对级联过程的影响大小取决于发射区的致密度.定义无量纲致密参数 l 为

$$l = \frac{L\sigma_T}{Rm_e c^3} \simeq 10^4 \left(\frac{R_s}{R} \right) \left(\frac{L}{L_{\text{edd}}} \right) \quad (14.6)$$

其中 R 和 R_s 分别是发射区尺度和施瓦氏半径, L 和 L_{edd} 是光度和爱丁顿光度, σ_T 、 m_e 和 c 分别是电子散射的汤姆孙截面值、电子质量和真空中光速. l 正比于 $\frac{L}{R}$, 特征发射区的致密程度.

电子对产生决定高能 γ 光子与软光子作用强弱,因而取决于两光子作用的光深 $\tau_{\gamma\gamma}$. 双光子对产生的阈值是两个光子几何平均值 $h\nu = \sqrt{h\nu_1 \times h\nu_2}$ 为 $m_e c^2$. 此时双光子作用截面最大,约为 $\frac{1}{5}\sigma_T$. 因此

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{\sigma_T}{5} n_\gamma R = \frac{\sigma_T}{5} R \frac{1}{4\pi R^2 m_e c^3} \simeq \frac{l}{60} \quad (14.7)$$

其中 n_γ 是高能 γ 光子数密度. 由硬 X 射线光度 L_x 以及光变时标可以定出发射区的尺度 R , 从而定出 X 射线产生区的致密参数 l 在 1 到 300 之间. 由 (14.7) 式可见, 当 $l > 60$, $\tau_{\gamma\gamma} > 1$, 即所有大于 $m_e c^2$ 光子的双光子吸收非常明显, 大量产生电子对, 电子对的辐射导致系统的冷却和光子谱的改变. 当 $l < 60$, 则双光子作用导致高能光子部分被吸收, 也要改变光子谱的分布. 因此, 考虑双光子作用使得电子分布与光子分布不再是独立的, 而是电子与光子分布在双光子电子对产生与湮没的耦合下自洽给出. 这些过程的非线性特性使得对模型计算十分复杂, 解析解只是在一些重要但特殊情况下可行 (Zdziarski & Lightman, 1985; Svensson, 1987). 我们可以借助饱和对产生来理解电子对产生对 X 射线谱形的影响. 所谓饱和对产生是当 $l > 60$, 所有大于 1 MeV 的 γ 射线光子全部被吸收, 而与双光子作用中的另一个靶光子无关. 因此这种饱和对产生作用在于经过吸收高频光子, 产生电子对, 部分能量辐射在较低频率, 使能谱变陡. 如初始谱指数为 0.5, 经一次吸收后的谱指数变为 0.75. 与此同时电子对湮没还产生湮没线带走的能量约为

10%。此时高能光子还可以继续产生电子对,如果仍是饱和吸收的情况则 X 射线谱的指数又从 0.75 变化为 1。图 14.9 是 $Edl/dE - \lg E$ 图。因为 $l \propto L$, $E \propto \nu$, 因此它等效于 $\nu f_\nu - \nu$ 图,只不过单位不同。图 14.9 是在不同致密参数 l 下电子对过程对 X 射线谱的影响 (Ghisellini, 1992)。计算中除电子对产生过程还有具有典型能量的 UV 光子被近于单能量高能电子 ($\gamma_{\max} m_e c^2$) 散射成为高能光子。从图中可以看出,在 l 很小, $l \sim 1$, 电子对效应很小,可以改变

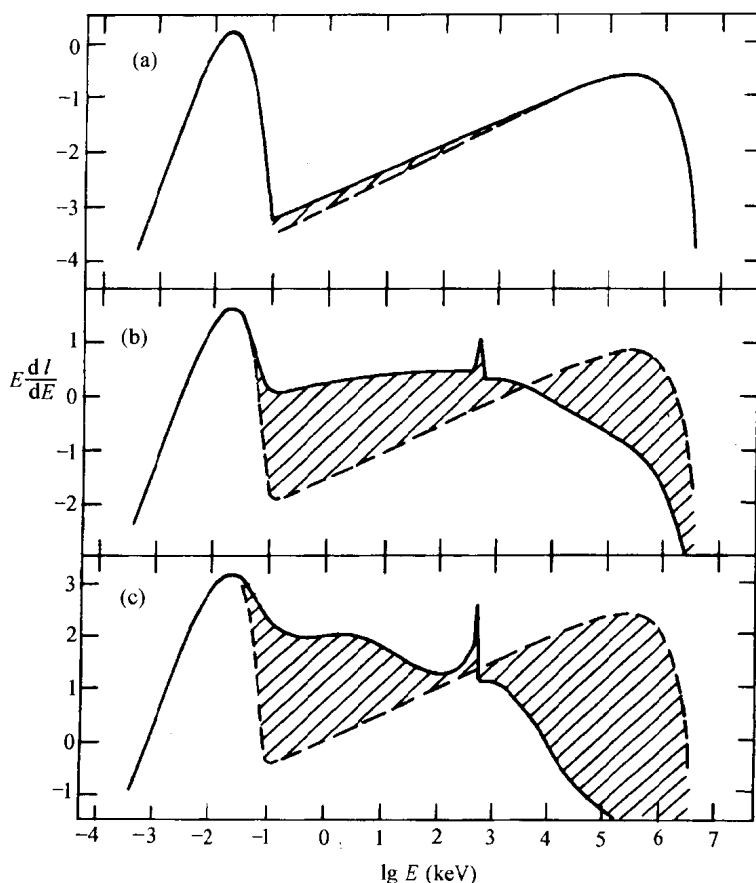


图 14.9 电子对效应随致密参数 l 增加而明显改变 X 射线谱的计算示意图。
其中虚线表原初谱,实线表考虑电子对产生后的能谱图

一些 X 射线的谱指数,但很小(图 14.9(a)). 在中等 $l \sim 30$, 电子对效应可以明显改变 X 射线谱指数,图 14.9(b)中虚线是原初谱指数 $\alpha \sim 0.5$, 实线是存在电子对效应后的谱指数,在 $2 \sim 10\text{keV}$ 约为 0.85. 图 14.9(c), $l=1000$, 它使得 X 射线谱指数约为 1.

Lightman 和 Zdziarski (1987)以及 Done 和 Fabian(1989)把计算与观测结果对比,发现为使 $\alpha_x \simeq 0.6 \sim 0.8$, 需用 $l > 30$ 较好. 但是,另一方面, γ 射线背景主要是由活动星系核贡献的. 此时活动星系核计算的 γ 射线背景强度大于观测值,这显然是不可能的. 在取更高值, $l > 60$ 时,预言的 γ 射线流强不违背 γ 射线背景给出的限制,但是给出的 X 射线谱指数太陡,为 $\alpha_x \sim 1$. 这个矛盾的解开也与观测的进展分不开. Ginga 卫星具有更高的能量分辨本领,因此在中能 X 射线谱获得新的结果. 它发现活动星系核的中能谱在 10keV 以上有变平的现象. 这个现象很快就用入射为幂律谱在冷物质(温度小于 10^6K , 如吸积盘)上反射来解释. 这里所谓宏观上的 X 射线反射可理解为 X 射线光子被电子的背向散射. 当 X 射线入射在冷物质上,其 X 射线光子中的高能光子因为散射而变为能量较低的光子,同时入射的低能 X 射线光子被光电吸收. 而非常高能量的光子因为多次康普顿散射损失也使反射出的光子流也趋于零. 这样反射就形成一个峰值在 $50 \sim 100\text{keV}$ 处的包. 正如图 14.10 所示,其中点线所画的包就是 X 射线流在冷物质上反射所形成的反射流的谱(White & Lightman, 1988; Pounds et al., 1990; Georg & Fabian, 1991; Matt et al., 1991).

X 射线在冷物质上反射成分不仅能够解释大于 10keV X 射线谱的变平,而且也能解除用电子对级联在解释活动星系核中能普适谱和 γ 射线背景强度不能两全的矛盾. 如果采用大致密参数 $l > 60$, 如 $l=100$, 由于对产生的级联效应强, γ 射线流量明显下降,可与宇宙 γ 射线背景强度的限制不矛盾. 但另一方面,由于考虑冷物质的反射成分使得标准对级联模型预言的谱 α_x 从 $0.9 \sim 1.0$ 变为 $0.7 \sim 0.9$, 而与观测得到的普适谱一致. 这样我们就解释了普适谱在一定范围内成立的原因是三种非热致成分所致,即非

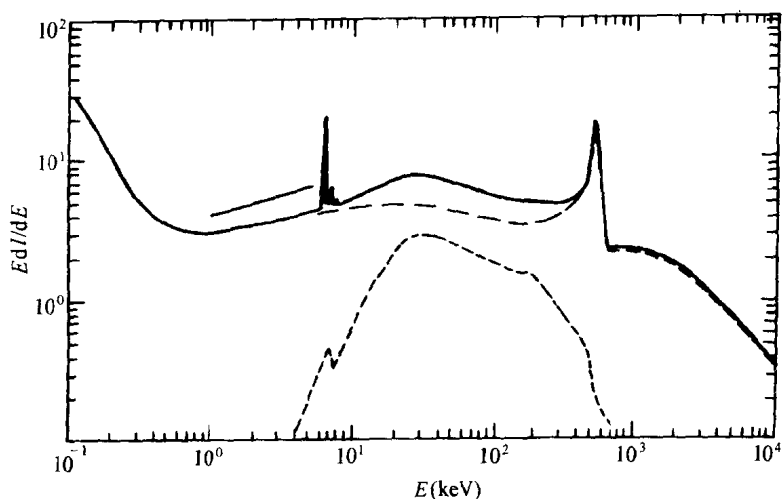


图 14.10 X 射线在冷物质上的反射谱(点线)
和对 $l=100$ 电子对级联在 X 射线波段产生的谱(虚线)
以及两者的合成谱. 在 7keV 附近的是 K_{α} 和 K_{β}
线, 在 500keV 附近的是电子对湮没线

热致幂律谱加电子对级联谱加上康普顿反射谱.

但是,上述的非热致模型不是能解释中能 X 射线普适谱的唯一模型. 与之并存的还有以热辐射为主的盘-冕模型 (Haardt & Maraschi, 1991). 这是两相热平衡模型. 吸积盘被温度更高的冕包围, 这要求冕的密度很稀, 因而可假设为光薄的. 主要辐射机制是康普顿化. 在高温冕区产生的高能辐射, 传入冷的吸积盘被吸收, 并再辐射产生 UV 光子. 盘的 UV 辐射传至冕中康普顿化又产生 X 射线光子, 并存在冷物质的反射效应. 当上述过程平衡时计算出的 X 射线谱指数 $\alpha_x \sim 0.7$, 与普适谱一致. 在热模型中不要求发射区的致密参数很大, 而且对产生在 $kT < m_e c^2$ 时也不用考虑, 也不会有过量 γ 射线使得与宇宙 γ 射线背景强度限制不相容.

这些模型的判别有待进一步观测事实. 例如, 致密的非热致模型预言在 100keV 以上有能谱指数的截止 (谱指数变化 0.5 ~ 1.0), 511keV 电子对湮没线, γ 射线谱被吸收后的形状变化等. 而

热模型的预言则是在 γ 射线波段有指数形的截止和完全不存在电子对湮没线. 另外 X 射线和 γ 射线流量变化的行为也有助于这些模型的判断. 但是目前对 Seyfert 星系和射电宁静类星体在硬 X 射线至 γ 射线宽波段谱形及其变化的观测仍很少, 人们等待未来的观测结果.

§ 14.5 活动星系核大蓝包的性质

正如在 § 14.3 中已讲过软 X 射线过剩可能是从近红外经可见光到紫外的大蓝包的右侧尾部, 由于存在极紫外 EUV 的观测间隙, 而且 EUV 间隙比之紫外和软 X 波段并不算窄 (见图 14.11), 由此为确认从紫外到软 X 射线是属于一个整体带来相当大的困难. 克服 EUV 间隙证认大蓝包一体性可采用的办法有①

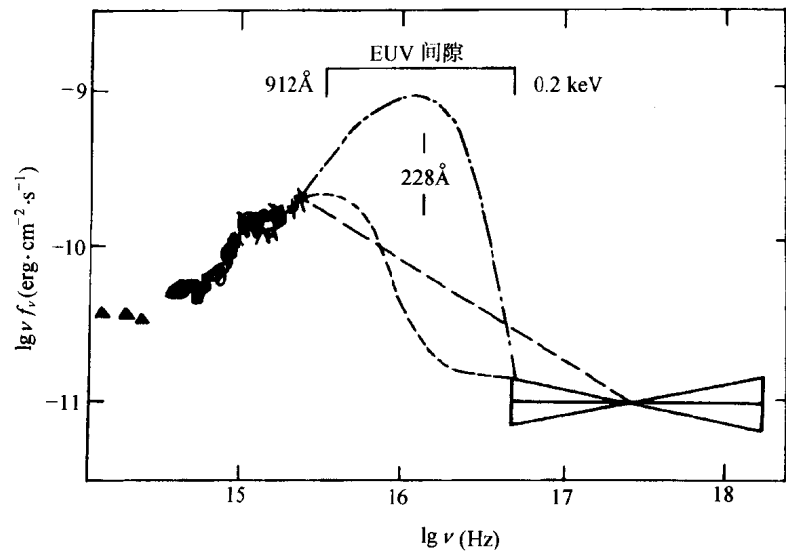


图 14.11 PG 1501+106 的红外、可见光、紫外和软 X 射线的观测结果. 在 EUV 间隙大蓝包的形状是很不清楚的

利用大红移高光度类星体从紫外观测波长推出源在更短波长处的

发射性质;②研究紫外和软 X 射线流量间的相关性;③同时研究紫外流量变化和软 X 射线流量变化间的关系。

14.5.1 活动星系核大蓝包的统计特性

如果软 X 射线部分是大蓝包的一部分,则应有紫外流量与软 X 射线流量间的相关性,并可导出大蓝包整体的一些性质。

采用 ROSAT 卫星的 PSPC 比之爱因斯坦天文台的 IPC 去检测活动星系核的软 X 射线谱中大蓝包行为更有利。大蓝包成分主要在 2keV 能量以下,采用 PSPC 比之 IPC,不仅能量分辨率增高一倍和提高了灵敏度,而且对最关心的低能区下限从 0.3keV 降到 0.08keV。

Walter & Fink (1993)将样品取为 Seyfert I 型星系和类星体中软 X 射线流量高者(计数大于 300),并有紫外卫星 IUE 观测过的源,故可进行紫外流量与软 X 射线流量的对比研究。样品总数共 58 个。由于 ROSAT 的 PSPC 的能量分辨率为

$$\frac{E}{\Delta E} = 0.4E_{\text{keV}}^{-0.5}$$

它尚不够高,还不能区别不同的谱模型(如幂律谱、黑体谱、热韧致谱、吸积盘谱等),只能选用独立待定参数只有 4~5 个的谱。通常选用幂律谱。

利用 PSPC 决定样品的 0.08~2.4keV 软 X 射线谱指数,并用 Ginga 决定 2~10keV 的中能 X 射线谱指数,由此进行对比研究。前者的平均值 $\langle\alpha_{\text{LE}}\rangle = 1.5$,弥散 $\sigma_{\text{LE}} = 0.48$ 。后者的平均值 $\langle\alpha_{\text{ME}}\rangle = 0.81$,弥散 $\sigma_{\text{ME}} = 0.21$ 。显然,在此强软 X 射线流量样品中存在软 X 射线过剩。而且 α_{LE} 与 α_{ME} 不相关,它表明软 X 射线过剩是独立中能 X 射线辐射的新成分。

在 § 14.3 我们已进过用幂律谱加上吸收项弥合接收光子计数率可决定中性氢柱密度 N_{H} 。 N_{H} 主要依赖于能谱的低能部分性质。如果谱不是幂律谱,则决定的 N_{H} 值可能小于银河中性氢柱密度的 21cm 射电测量值 $N_{\text{H}}^{\text{Gal}}$ 。此可作为判别 X 射线谱形的一种办法。如取

ROSAT 的 PSPC 的能量最低端 $0.08 \sim 0.8 \text{ keV}$ 来决定 N_{H} , 定为 $N_{\text{H}}(0.08 \sim 0.8)$, 并与 $N_{\text{H}}^{\text{Gal}}$ 对比. $[N_{\text{H}}(0.08 \sim 0.8) - N_{\text{H}}^{\text{Gal}}]$ 在样品的平均值为 $[-(1.0 \pm 0.16) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}]$, 方差为 $1.7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. 平均值已小于它的方差, 这表明在统计意义上 $N_{\text{H}}(0.08 \sim 0.8)$ 与 $N_{\text{H}}^{\text{Gal}}$ 已无明显差别. 如果再用 $0.08 \sim 2.4 \text{ keV}$ 谱来决定 N_{H} , 其值为 $N_{\text{H}}(0.08 \sim 2.4)$, 则 $[N_{\text{H}}(0.08 \sim 2.4) - N_{\text{H}}^{\text{Gal}}]$ 在样品中的平均值为 $[-(1.5 \pm 0.10) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}]$, 方差为 $1.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. 平均值大于其方差, 在统计意义上 $N_{\text{H}}(0.08 \sim 2.4)$ 小于 $N_{\text{H}}^{\text{Gal}}$. 这表明 $0.1 \sim 2.4 \text{ keV}$ 谱不是幂律谱, 它在低能端变陡, 存在极软 X 射线过剩, 它发生在 0.8 keV 能量以下. 同时, 这些结果还表明, 对强软 X 射线流量样品大部分源的内禀中性气体吸收都可以忽略不计. 进一步依据 $N_{\text{H}}(0.08 \sim 0.8)$ 与 $N_{\text{H}}^{\text{Gal}}$ 观测值对比发现 52 个源 $N_{\text{H}}(0.08 \sim 0.8)$ 与 $N_{\text{H}}^{\text{Gal}}$ 一致, 因此在弥合中 N_{H} 值可采用 $N_{\text{H}}^{\text{Gal}}$ 以减小一个待定参数. 有 4 个源, $N_{\text{H}}(0.08 \sim 0.8) < N_{\text{H}}^{\text{Gal}}$, 它表明在 0.08 keV 到 0.8 keV 仍不能用幂律谱, 存在更软的成分. 还有二个源, $N_{\text{H}}(0.08 \sim 0.8) > N_{\text{H}}^{\text{Gal}}$, 表明存在明显的内禀中性气体吸收.

为了检验大蓝包两侧的形状和关系以及存在从红外 $1 \mu\text{m}$ 到中能 X 射线的 2 keV 的基本非热致辐射等问题, Walter 和 Fink (1993) 利用上述样品进行了一系列相关分析, 从而获得了大蓝包形状的一些基本性质.

首先检验并发现了软 X 射线过剩量—— 0.08 keV 到 2.4 keV 软 X 射线谱指数 $\alpha(0.08 \sim 2.4)$ 与紫外超(过剩量) $\frac{\nu f_{1375 \text{ \AA}}}{\nu f_{2 \text{ keV}}}$ 间有明显的相关性. 这表明大蓝包两侧的紫外与软 X 射线部分是属一整体. 进一步发现 $\alpha(0.08 \sim 2.4)$ 与 $\lg L_{2 \text{ keV}}$ ($L_{2 \text{ keV}}$ 是 2 keV X 射线光度密度) 无关, 表明大蓝包形状与光度无关, 是几乎独立于基本非热致连续谱的另一种成分. 通常认为是吸积盘上的热辐射所致.

第二, 发现大蓝包的左侧形状参数 a_{UV} (通常取 2675 \AA 到 1375 \AA 之间的谱指数) 与红外 $1 \mu\text{m}$ 到紫外 2675 \AA 斜率 $\frac{\nu f_{2675 \text{ \AA}}}{\nu f_{1 \mu\text{m}}}$ 间相关. 这表明在大蓝包左侧从 $1 \mu\text{m}$ 经 2675 \AA 到 1375 \AA 是一整体, 而

$1\mu\text{m}$ 处是一个不变的基点,正如 2keV 是右侧的不变点一样,从 $1\mu\text{m}$ 直接联线 2keV 处就构成基本的非热致辐射成分.大蓝包是“骑”在这一非热致成分上的另一种热致成分.

第三,发现 $\lg \frac{\nu f_{2675\text{\AA}}}{\nu f_{1\mu\text{m}}}$ 与 $\lg \frac{\nu f_{2675\text{\AA}}}{\nu f_{2\text{keV}}}$ 间相关,而 $\nu f_{2675\text{\AA}}$ 与 $\nu f_{1\mu\text{m}}$ 和 $\nu f_{2\text{keV}}$ 无关.这表明 $f_{1\mu\text{m}}$ 和 $f_{2\text{keV}}$ 间有一定关系,说明基本的非热致辐射的谱形基本不变,它可取为 $f_{\text{NT}} \propto \nu^{-\alpha_c}$, α_c 可取 $2.5 \sim 4$.

综上所述, Walter 和 Fink 的样品表明了大蓝包左右侧行为是相关的,是一整体的两部分.而且大蓝包的形状基本不变.当活动星系核的总光度变化六个量级时,主要变化的是从红外到 2keV 的基本非热致连续谱成分,而其上大蓝包成分左侧 $\frac{\nu f_{1375\text{\AA}}}{\nu f_{2\text{keV}}}$ 只变化二个量级,而描述大蓝包的形状的特征量紫外成分与软 X 射线成分之比 $\frac{\nu f_{1375\text{\AA}}}{\nu f_{>0.15\text{keV}}}$ 只变化一个 $1 \sim 5$ 的因子,尚不足一个量级.

大蓝包是从紫外到软 X 射线的一整体,它独立于中能 X 射线非热致成分,而是热辐射成分.观测已表明,大蓝包左侧谱形与标准吸积薄盘谱一致,这导致较公认的看法为大蓝包是吸积盘上的热辐射组成的.

14.5.2 大蓝包的形状

为决定大蓝包的形状首先遇到的困难是 EUV 观测的能量间隙.现今已有二个探测器是专用于这一能量范围的.一是搭载 ROSAT 卫星的极紫外广角望远镜,因其灵敏度有限,仍无法越过银河的吸收.它对活动星系核的 EUV 谱报导甚少.另一是极紫外探测卫星 EUVE,它探测了一些活动星系核,但比 ROSAT 的 PSPC 扩充的能量范围很有限,仍不能填充这个能隙.作为弥补可以采用以下二法.一是选个别大红移极高光度的类星体用一般紫外卫星进行观测(例如 IUE).例如用汉堡巡天源 HS 1700+6416,其红移高达 2.72,而光度极高,是第二个光度强的类星体.这样 IUE 卫星短波限 1100\AA ,可测到源坐标 330\AA 处的流量.扣

除各种星系际吸收后,发现这个类星体的连续谱从紫外直到 330 Å 能保持不变幂律谱形, $f_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, $\alpha=0.55$. 这比形式地把 1375 Å 与 2keV 两点流量连线相应的谱指数 $\alpha=1.4$ 要平的多. 因此预计在 330 Å 以后到 2keV 的实际走向应有很陡的下降,亦存在一截止能量,在它后大蓝包急剧下降,例如指数下降. 估计截止能量约为 40 eV. 另一办法是利用 Seyfert 星系发射线变化根据光致电离模型反推连续谱谱形的特征,例如在 EUV 波段的峰值能量. 利用 Seyfert 星系 F9 的发射线 Ly α 1216, C IV λ 1549 和 Mg II λ 2798 的变化性质,以及这三条线的激发电位和电离电位分别为 13.6eV, 48~64eV 和 700eV 可定出连续谱的峰值能量约在 60eV 并稍短一些的地方.

上述的观测事例都表明大蓝包在 EUV 波段的谱形为从 UV 波段的幂律谱沿伸直到 300 Å 以下,然后有一急剧的下降. 在 νf_ν 图上应存在一峰值. 为描述这一谱形最简单的函数可以采用为

$$f_E = AE^{-\alpha_{UV}} e^{-E/E_{cut}} \quad (14.8)$$

其中 α_{UV} 是紫外波段(例如用 IUE 决定的 2675 Å 到 1375 Å 间)的谱指数, E_{cut} 是导致大蓝包右侧下降的谱截止对应的截止能量. E_{cut} 是作为待定参数由软 X 射线谱形来决定. 如果考虑从红外到中能 X 射线波段的基本非热致成分,则大蓝包谱形可描述为

$$f_E = AE^{-\alpha_{UV}} e^{-E/E_{cut}} + BE^{-\alpha_c} \quad (14.9)$$

其中 α_c 是非热致成分谱指数, $\alpha_c \simeq 2.5 \sim 4$. 第一项是大蓝包的热致成分. 但用(14.9)去弥合软 X 射线谱比(14.8)增加了两个参数 B 和 α_c , 在谱分辨不高情况下这是很困难的.

Walter 等(1994)用 ROSAT, IUE 和 Ginga 同时测定了 5 个活动星系核的软 X 射线, 紫外和硬 X 射线的谱并用(14.8)式和(14.9)式去弥合,发现这二式与观测值弥合很好. 在弥合中因(14.9)式参数太多,取定 $\alpha_{UV}=0.3$, $\alpha_c=2.5$ 后进行的. 这表明把大蓝包成分取成(14.8)形式至少在现今存在 EUV 观测能隙情况下能描述紫外、软 X 射线和硬 X 射线数据.

为了获得大蓝包形状的特性,例如 E_{cut} 遵从的规律,周又元等

(1997)采用(14.8)式为大蓝包成分,在软 X 射线波段将大蓝包成分与非热致成分(取为硬 X 射线谱的延续)进行有效分离.对 Walter 和 Fink(1993)样品中有硬 X 射线谱数据的共 39 个源,发现大蓝包成分能用(14.8)式表示的占 80%.用弥合软 X 射线谱可以定出 E_{cut} 值,发现 E_{cut} 值与 α_{UV} 有明显相关性,相关系数高达 $\gamma=0.82$ ($N=29$),回归方程为

$$\ln E_{\text{cut}} = (1.66 \pm 0.68)\alpha_{\text{UV}} - (3.36 \pm 0.47) \quad (14.10)$$

图 14.12 是用 α_{UV} 作为自变量根据(14.10)式定出 E_{cut} 值而画出大

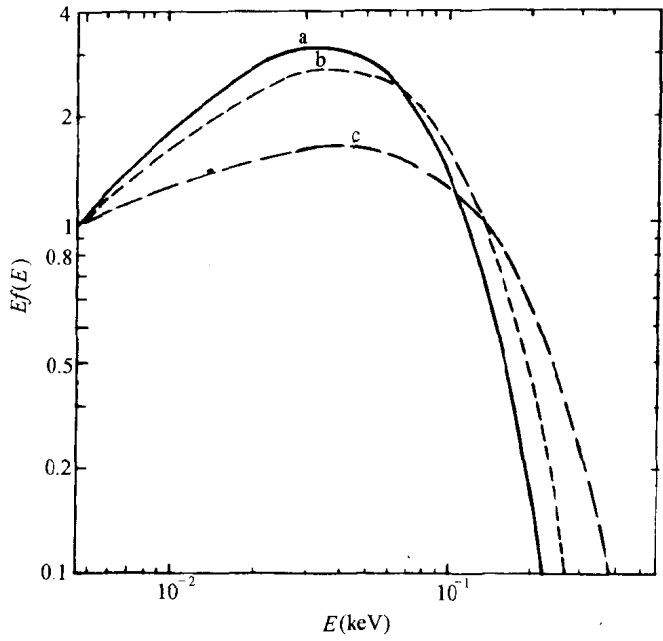


图 14.12 用 $f(E)=AE^{-\alpha_{\text{UV}}}\exp(-E/E_{\text{cut}})$ 计算出的大蓝包形状,其中 E_{cut} 由(14.10)式决定. (a) $\alpha_{\text{UV}}=0.0$, 峰值能量 $E_{\text{max}}=35\text{eV}$, (b) $\alpha_{\text{UV}}=0.2$, $E_{\text{max}}=39\text{eV}$, (c) $\alpha_{\text{UV}}=0.6$, $E_{\text{max}}=38\text{eV}$

蓝包在 $Ff(E)$ - E 图上的形状. (14.10)式是大蓝包形状的特征方程,它将对大蓝包的发射机制给予约束.从图 14.12 可以看出,当 α_{UV} 减小时,在 $Ef(E)$ 图上紫外区切线与水平轴夹角为 $(1-\alpha_{\text{UV}})$,

其值增大,而根据(14.10)式 E_{cut} 值减小,即从曲线 c 变到曲线 a. 因此尽管紫外区 α_{UV} 有很大不同,但在软 X 射线无论斜率还是曲线下落的能量都变化不大. 这正与 Walter 和 Fink 样品统计分析得到的定性结果一致. 我们还可以看到,正是大蓝包的 α_{UV} 与 E_{cut} 满足(14.10)式,当大蓝包在 UV 段上升变陡,则 E_{cut} 变小,亦提早下降. 正基于此,大蓝包下面积改变远不如 α_{UV} 的变化,因此说明在 X 射线光变变化 6 个量级时,而大蓝包变化不足一个量级. 关于大蓝包的发射机制,存在两种截然不同的观点,一种是吸积盘光厚的热辐射以及盘外冕区的再作用(Pringle, 1981; Malkan, 1983; Czerny & Elvis, 1987),另一种是光薄的自由-自由辐射(Antonucci & Barvainis, 1988; Barvainis, 1993). 例如单温的光薄自由-自由发射其辐射谱有热辐射谱性质(Collin-Souffrin et al., 1996, 见图 2). 当温度高时,发射功率大,高温的曲线包围低温的曲线, α_{UV} 下降,而 E_{max} 和 E_{cut} 上升. E_{cut} 与 α_{UV} 间的反相关特性与(14.10)式的正相关特性相矛盾,因此可以排除这种大蓝包的发射机制. 同时对吸积盘的热辐射则要求改善吸积盘的模型和盘的发射机制以获得(14.10)式的关系.

当我们关心类星体在大蓝包的行为时,我们注意到 1997 年的两项研究. 一是 Zheng 等人的类星体在紫外和远紫外的谱,它说明了大蓝包左侧的行为. 另一是 Laor 等人的类星体在软 X 射线辐射的性质.

前面我们说过为了获得紫外波段的短波长的行为可以用高红移类星体的谱. 利用不同红移类星体的谱可以构成类星体的一个组合谱,它代表这一类类星体的平均行为. 利用哈勃空间望远镜可以对较弱类星体进行紫外观测,从而可得到组合谱从 3000 Å 到 350 Å 的连续谱的形状. Zheng 等人(1997)样品由 101 个红移大于 0.33 的类星体组成,类星体的组合谱表明在 1050 Å 附近连续谱的幂律指数有一 $\Delta\alpha \sim 1$ 的变化. 对全部样品在 3000 Å 到 1050 Å 谱平均指数为 $\alpha = 0.99 \pm 0.05$, 在 1050 Å 到 350 Å, $\alpha = 1.96 \pm 0.15$. 对射电类星体 EUV 谱(1050 ~ 350 Å), $\alpha \simeq 2.2$, 对射电宁静类星体

EUV 谱($1050\sim 350\text{\AA}$), $\alpha\approx 1.8$.

Laor 等人用 ROSAT PSPC 谱研究了类星体的软 X 射线谱. Walter 和 Fink 样品是由高软 X 射线流量选择的 Sy 星系样品, 自然产生软 X 射线过剩性质是否是选择效应引起的. 为此 Laor 等人选择样品不是 X 射线选而是光学选. 他们选用光学选的亮类星体源, 亦 PQ 类星体. 为保证不把软 X 射线过剩移出观测波段和有高计数率选择 $z\leq 0.4$ 和 $N_{\text{H}}^{\text{Gal}} < 1.9\times 10^{20}\text{cm}^{-2}$, 共 23 个类星体. ROSAT 的 PSPC 谱表明 23 个类星体中的 22 个在 $0.2\sim 2\text{keV}$ 的谱为简单的幂律谱, 不存在极软 X 射线过剩, 即到中能谱的变平在 0.5keV 以上, 而且是逐渐变化的.

图 14.13 是将 Zheng 等人(1997)和 Laor 等人(1997)的结果并列以构成从红外到硬 X 射线的多波段图. 其中粗实线是在红外到 UV 的谱和软 X 射线到硬 X 射线波段的类星体的组合谱. 细实线是 UV 和 EUV 的组合谱. RQ 表射电宁静类星体, RL 表射电类星体. 点线是 Mathews 和 Ferland(1987)根据发射线性质反推出大蓝包的谱形. 虚线是上述的描述大蓝包有截止的幂律谱 $\nu^{-\alpha_{\text{UV}}}\exp(-E/E_{\text{cut}})$ 在 $\alpha_{\text{UV}}=0.3$, $E_{\text{cut}}\sim 45\text{eV}$ 的曲线. 可见有截止

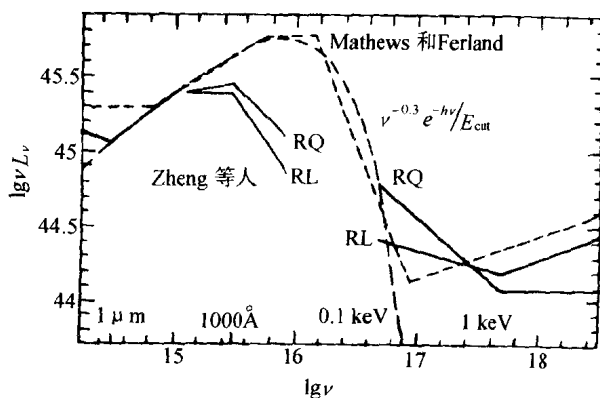


图 14.13 类星体在宽波段的组合谱及与大蓝包谱的对比

的幂律谱与 Mathews 和 Ferland 的曲线很接近. 由图上可见, 对

射电宁静类星体从 EUV 的谱延伸可达软 X 射线波段的幂律谱, 它不存在明显的大蓝包. 对射电类星体谱亦类似. 从图上还可以看出描述 Sy 星系的大蓝包谱, 用有截止的幂律谱或 Mathews 和 Ferland 谱描述, 它与类星体谱明显不一样.

Laor 等的结果与以前爱因斯坦天文台和 EXOSAT 的结果有不一致的地方, 这可能是仪器的低能灵敏度和定标误差有关. Laor 等的结果与 Walter 和 Fink(1993)以及 Walter 等人(1994)的结果所导出的大蓝包谱也不一致. 一种可能是类星体的谱与 Sy 星系的谱不一样. Laor 等的结果与吸积盘预言的软 X 射线发射谱不一致, 但这可期待吸积盘理论的改善. 但是 Laor 等的结论与光致电离理论也不一致. 例如组合谱无论在 EUV 或是在软 X 波段与 Mathews 和 Ferland 曲线不一致. 而后者是根据光致电离理论由 He II $\lambda 1640$ 复合线定出的. 因此, Zheng 等人 and Laor 等人的类星体组合谱比之 Mathews 和 Ferland 的谱要弱四倍, 它决定的 He II $\lambda 1640$ 线也要弱的多. 这个矛盾需要进一步去研究. 由 Laor 等人得到的对类星体在 $0.15 \sim 2\text{keV}$ 不存在明显软 X 射线过剩值要求进一步从观测上去确认. 这不仅因为 $0.15 \sim 2\text{keV}$ 决定大蓝包右侧行为太窄, 而且有 ASCA 卫星上的 X 射线探测器比 ROSAT 的能量分辨率高出一个量级以上. 现在已有观测表明在 $0.5 \sim 10\text{keV}$ 的观测谱上到高能有变平的现象, 进而发现在 Laor 样品中的 PG 类星体中存在软 X 射线过剩. 观测的确认期待能量高端扩充到 2keV 以上并用能量分辨率更高的 ASCA 卫星和 Beppo SAX 卫星的观测, 也期待用哈勃空间望远镜对个别源进行更细致的 EUV 谱的研究, 还期待用 ROSAT HRI 对软 X 射线谱的变化行为的监示, 人们希望通过这些研究弄清类星体的软 X 射线过剩现象, 并与 Sy 星系的结果有统一的解释.

§ 14.6 活动星系核的铁 $K\alpha$ 线

正如光学谱线在决定天体的物理状态有着连续谱不能替代的

作用,在 X 射线天体物理学中 X 射线谱是研究发射区物理状态和性质的重要手段. 现今已探测到的谱线除 O VII 和 O VIII 在 0.72keV 和 0.84keV 的低能边外,最吸引注意的是在中能的 6keV 谱线. 中能 X 射线连续谱辐射光变时标最短,为 $10^3 \sim 10^4$ s,个别可达 10^2 s. 这表明发射区小于 10^{-4} pc,是活动星系核中最内的辐射区,也是致密性很高的区. 中能 6keV 线应反映这区及其附近的特性,故是研究活动星系核核心区最重要的手段. 事实上,观测已表明存在 6keV 谱线是 Seyfert 星系中常有的现象,而且也比较强,等值宽度在 100~300eV. 因此这条谱线的性质是理解活动星系核现象的关键,尤其是检验活动星系核的巨型黑洞吸积为基础的动力学模型最重要的一种办法.

第一个检测活动星系核 6keV X 射线发射线的是 1987 年发射的 Ginga 卫星. 虽然它在 6keV 的能量分辨率只有 $\frac{E}{\Delta E} \sim 5$,但用 27 个 Sy1 星系构成的组合谱测定出了 6keV 线. 这条 6keV 线被认为是 Sy1 星系中硬 X 射线在较冷的吸积盘上反射所生 FeK α 荧光. 另外,Ginga 还发现 Sy2 星系 Mkn3 的 FeK α 线. 它是在扣除源内的氢柱密度为 $10^{23.8} \text{cm}^{-2}$ 吸收后硬 X 射线在冷的吸收环内壁上反射形成的,它是一条 6keV 窄线.

ASCA 卫星是 1993 年升空的卫星,它是一个 X 射线望远镜聚焦能力达 10keV,并应用 X 射线 CCD 系统为探测器的卫星. 它探测谱线的能量分辨本领已达 $\frac{E}{\Delta E} \sim 50$. 它在探测活动星系核的 FeK α 线上迈出了关键的一步. 它证实了 FeK α 线在 Sy1 星系中是普遍存在的,并得到二十余个 Sy1 的 FeK α 谱,尤其用了近 5 天观测时间(每天只能接收到活动星系核 FeK α 线光子 100~200 个)瞄准 MCG-6-30-15,得到质量最好的谱线轮廓和某些光变性质. 对这些结果的分析使人们有可能从观测上去检验活动星系核动力学模型中对黑洞和对吸积盘的认识.

Sy1 星系 6keV 线的主要观测特征是宽而轮廓形状特殊及不对称(图 14.14 是 MCG-6-30-15 的 6keV 附近线的轮廓). 就宽而

言,其零强度全宽可达 2keV,其对应的多普勒展宽可达 0.3 光速. 轮廓形状不对称表现在峰值 6.4keV 的蓝侧(高能侧)截止很快很窄,少数有延伸也不大,而红向(低能方向)可延伸达 4keV 左右,而且其中尚有扭曲亦另一似隐似现的小峰存在. 在一些谱中发现除宽成分外还存在窄成分(如 Mkn3 中那种成分).

活动星系核中的 6keV 线的形状是令人吃惊的,但不足为怪. 解释这些形状的物理理论早已具备,因此很快对其中含的物理内容有了明确的解释. 首先,如此宽的轮廓说明谱线的发射区处于运动非常剧烈的区域,中心致密区. 第二,6keV 谱线光子产生机制主要有二类,一是高温 ($10^7 \sim 10^8 \text{K}$) 中热电离原子剥去大多数电子而成为类氢或类氦离子. 如铁类氢和类氦离子的谱线中心能量为 6.7 和 6.9keV. 另一是 X 射线光子在冷物质(可包含相当部分离子的气体,温度小于 10^6K) 如吸积盘和包含气体的尘埃吸收环等上反射而形成.

这时不仅对连续谱有影响(如 10keV 以上变平,产生 30~50keV 包等),而且入射 X 射线光子与冷物质中原子或离子碰撞把其中内部的 K 或 L 电子电离而产生荧光复合线. 对于 Fe 的 K 壳层的复合线能量是 6.4keV. 判断是热产生或是碰撞产生的一个办法是前者 Fe 的谱线能量是 6.7~6.9keV,而后的能量是 6.4keV. 但是由于活动星系核内区有较大的引力红移,上述判据变为不是绝

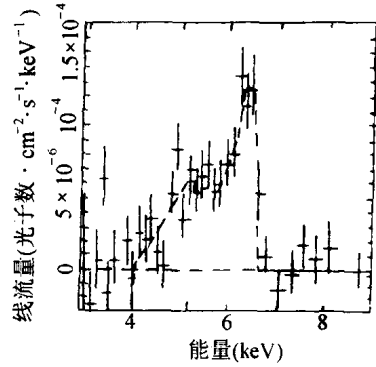


图 14.14 Sy1 星系 MCG-6-30-15 的 FeK α 线. 可以明显看出在峰值的蓝侧有锐下降,在红侧有 2keV 的延伸,并在 5~5.5keV 有一扭曲. 图中虚线是用吸积盘反射模型计算出的 FeK α 轮廓线. 吸积盘反射模型参数取值为 $E_{K\alpha}=6.4\text{keV}$, $3 \sim 10\text{keV}$ 的连续谱的谱指数 $\alpha_{3 \sim 10} = 0.91^{+0.08}_{-0.06}$, FeK α 等值宽度为 $(450 \pm 140)\text{eV}$, $r_i = 6r_s$, $r_0 = 1000r_s$, $i = 34^\circ \pm 3^\circ$, $q = 4.2^{+2.0}_{-1.1}$ (Tanaka et al., 1995; Fabian et al., 1997)

对的,更重要的判别是研究产生的环境是高温区还是低温区.首先对于 Sy1 星系 6keV 线峰值能量接近 6.4keV,而 6.7~6.9keV 处谱线的强度很小.更主要是为解释谱线的轮廓需用 Fe 的荧光 $K\alpha$ 线机制.对 Sy1 星系采用这种机制弥合谱线的中心能量平均值为 6.4keV.这表明荧光 $K\alpha$ 线产生区的 Fe 的电离离子不会超过 FeIII,相应的平衡温度小于 $3 \times 10^6 K$.第三,在活动星系核中 $T \leq 3 \times 10^6 K$ 的冷物质候选者有吸积盘和活动星系核统一模型中要求存在的包含尘埃和气体的吸收环.吸积盘紧贴于巨型黑洞的外面,黑洞视界尺度约为 $10^{-5} pc$,吸积盘位于 $10^{-4} \sim 10^{-1} pc$.吸积盘上及其近邻活动剧烈,它产生的 $K\alpha$ 线是宽线.吸收环位于 1pc 量级处,因此产生的 $K\alpha$ 线是窄线.第四,冷物质上 6keV 荧光以 $FeK\alpha$ 为主.Reynolds 模拟了 X 射线荧光谱线的产生和线强 (Fabian, 1997).如果入射 X 射线谱是幂律谱,它与具有宇宙丰度冷物质反射盘作用,在 6keV 附近产生 Fe、Cr、Mn、Co 和 Ni 线,在 5keV 以下还有 Ne、Mg、Si、S、Ar、Ca 等线,但在 6keV 附近 $FeK\alpha$ 线是 Cr、Mn、Co 和 Ni 线强度的百倍, $FeK\alpha$ 线强度比其他线至少高一个量级.由于 Fe 的高丰度和 Fe 线的高荧光产率,在 10keV 以下最明显的是 $FeK\alpha$ 线.

在寻求 $FeK\alpha$ 谱线的物理解释时,窄线成分比较容易处理,它是距活动星系核中心能区较远的冷物质反射所致,其运动速度弥散较小故形成窄线.这样,关键的物理解释是对于形如图 14.14 那样的宽线成分.形成宽线 $FeK\alpha$ 的区域一定在黑洞附近的活动区.在 § 14.4 我们讲过连续谱形,10keV 以上谱变平或流量加强是在冷物质上的康普顿反射所致.从微观上看是入射 X 射线光子与冷物质中电子的康普顿向后散射与 X 射线光子的光电吸收的共同效应.显然入射 X 射线光子与原子或离子作用也可打出 K 壳层电子形成空穴而形成 $K\alpha$ 复合线. $FeK\alpha$ 线也是 X 射线与冷物质反射的另一后果.对比连续谱的变平, $FeK\alpha$ 线存在基准能量 6.4keV,谱线的展宽反映了发射区的活动性(速度弥散).采用康普顿反射解释连续谱不是唯一的,但解释 $FeK\alpha$ 的展宽只能用活动性强的

吸积盘反射. 这正是在本节开头我们讲过的谱线观测决定物理状态的优越之处. 如果我们承认在活动星系核中心存在质量为 $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$ 的巨型黑洞, 在其附近最后稳定轨道以外存在吸积盘, 我们可以完美地解释并拟合观测得到的 FeK α 谱. 如果吸积盘是经典力学的开普勒盘, 可以预料谱线的轮廓是对称的, 峰值是 6.4 keV. 但在黑洞附近的吸积盘, 气体运动速度近光速, 因此必须同时考虑狭义相对论效应和广义相对论效应. 它不仅造成谱线的不对称, 也造成在红向的扭曲. 当气体在吸积盘中绕中心运动时, 有时向观测者运动, 有时背向观测者运动. 由于相对论效应, 向观测者运动时表观亮度加强, 背向观测者运动时表观亮度减小. 前者观测的能量蓝向移动(能量减小), 后者观测的能量红向移动. 这样形成蓝向与红向的不对称性, 并可能在蓝向形成一个新的峰. 另外在高速运动时还存在经典力学中没有横向多普勒频移, 使光子能量红移. 更加上在黑洞附近强引力场作用下的引力红移使整个谱线往低能方向移动. 这些效应的总和就形成 FeK α 谱线轮廓的展宽, 红向延伸不对称性和双峰或其变形的扭曲. 实际上, 早在 Sy1 星系 FeK α 轮廓特性发现之前, Fabian 等(1989)就预言了在黑洞附近吸积盘上康普顿散射形成 X 射线谱线轮廓的特性. 如果黑洞是稳态并不转动的, 引力半径 $r_s = \frac{MG}{2c^2}$, 吸积盘的内径为 r_i , 外半径为 r_o , 盘平面法线与视向的夹角为 i , 根据吸积盘的几何和其他性质以及入射 X 射线与盘荧光作用产生线辐射与半径 r 有关, 其规律是正比 r^{-q} , q 是一常数指数, 称为辐射指数. 图 14.15 是谱线流量与 r_i, r_o, i 以及 q 的依赖关系. 从图上可见除了 $i > 30^\circ$ 以外在蓝侧都有锐的截止. 因此可由此定出大的倾角 i . 除 i 极小接近零度都有双峰, 两峰与 K α 谱线固有能量 $E_{K\alpha}$ 的比与 r_i, r_o, i, q 四个参数都有关系. 用此模型去拟合观测的 Sy1 星系的 FeK α 谱线轮廓共用六个参数, 即 K α 谱线的固有能量 $E_{K\alpha}$, 谱线强度的归一化系数 $I_{K\alpha}$, 加上吸积盘参数 r_i, r_o, i 和 q . Nandra 等人(1997)对 18 个 Sy1 星系的 FeK α 谱线轮廓用上述模型进行了拟合. 为减少参数固定了 $r_i = 6r_s, r_o =$

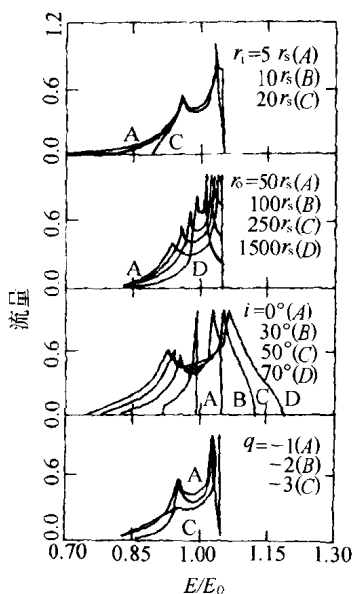


图 14.15 黑洞-吸积盘模型下 X 射线与吸积盘作用产生的荧光谱线的轮廓与吸积盘参数的关系. E_0 是荧光谱线的固有能量, 对 $\text{FeK}\alpha$, $E_0 = 6.4\text{keV}$. r_i , r_o 是吸积盘的内、外半径, r_s 是施瓦氏引力半径. i 是吸积盘法线与视向的夹角. q 是表征吸积盘作用后谱线发射与 r 关系的幂律指数

$1000r_s$, $E_{\text{K}\alpha} = 6.4\text{keV}$, 他们得到吸积盘倾角的平均值 $\langle i \rangle = 29^\circ \pm 3^\circ$. 当吸积盘随机取向时 $\langle i \rangle = 60^\circ$, 这表明 Sy1 星系基本上面对观测者, 这与活动星系核统一模型中 Sy1 与视向的关系一致. 辐射指数 q 的平均值 $\langle q \rangle = 2.5$, 它表示吸积盘辐射 $\text{K}\alpha$ 线的 50% 在 $20r_s$ 以内, 80% 在 $100r_s$ 以内, 主要辐射都很靠近吸积盘的内缘. q 在样品中的方差为 0.4, 说明 q 有明显弥散. 它表明 Sy1 星系的 $\text{FeK}\alpha$ 线无统一的轮廓, 原因是 X 射线源与盘的作用以及盘的几何形状对不同原有明显的差别. 当考虑黑洞存在转动时, 最后稳定轨道半径从不转动的 $3r_s$ 减小为 $1.23r_s$, 故相对论效应, 主要是引力红移效应更强. 与图 14.15 相应的曲线应有变化 (Laor, 1991). 由于谱线光子统计量不够大, 拟合的参数与不转动黑洞条件下得到的参数相差不大.

上述用围绕黑洞吸积盘上 X 射线谱线的荧光产生是一种可能

解释. 由于它能得到 Sy1 星系中 $\text{FeK}\alpha$ 线轮廓的主要性质, 并定量地拟合, 由此成为理解 $\text{FeK}\alpha$ 线主流. 但也还存在其他的解释. 例如, Czerny 等人 (1991) 提出 $\text{FeK}\alpha$ 的红侧 2keV 的延伸是由于窄线的康普顿软化形成的. 但是这种轮廓不仅对电子气的温度和光深要求苛刻又很奇特, 而且要求连续谱上存在观测未发现的截止, 故不如盘反射模型受重视. 又如把蓝侧截止解释为吸收边, 但也很

难找到合适的 6.6keV 附近这样的吸收,表明这种可能也不大.因此黑洞周围吸积盘上 X 射线谱线的荧光产生是最获公认的机制.这表明 X 射线产生于活动星系核最内致密区,具有强引力效应,而且随着观测设备不断改善和升级有可能最终给出黑洞-吸积盘模型以直接的证据.

利用观测的 FeK α 等值宽度 EW 可以定出线的强度;进而推出铁的元素丰度. MCG-6-30-15 观测得的 FeK α 的 EW 是 380eV, 但用太阳丰度去模拟出的 EW 只有 150eV. 一种可能是在 Sy 星系中铁的元素丰度高于宇宙丰度. 这种可能与在星系中心的其他观测以及某些 Sy 星系的光学和紫外 Fe II 线得到 Fe 丰度较大相一致.

除了观测 Sy1 星系的 FeK α 线以外还观测了其他类型的活动星系核. 射电星系 3C390.3 和 3C109 也观测到宽的 FeK α 线. 3C109 是 Fadanoff-Rile II 型, 射电束流方向与视角比较大, FeK α 轮廓定出的 $i > 40^\circ$, 两者不相矛盾. 所以这个射电星系的进一步研究将给出吸积盘和射电束流方向的关系, 例如射电束流方向与盘法线方向是否一致. 观测还发现一批 Sy2 星系也存在宽的 FeK α 线, 一些 Sy2 星系的谱与 Sy1 星系的谱很相似. 按照活动星系核统一模型, Sy1 星系是视线沿轴向的观测, 而 Sy2 星系是垂直于轴向的观测. 在垂直轴向附近存在吸收环, 类似于是否存在宽的光学发射线, FeK α 线对 Sy1 星系和 Sy2 星系应有截然的区分. 这表明用 FeK α 定出的倾角 i 与统一模型中的倾角可能有所不同. 更明显的例子是 MCG-6-30-15 和 NGC 4151. 前者是典型 Sy1 星系, 但定出吸积盘法线倾角为 $i = 34^\circ \pm 3^\circ$. 后者是 Sy1.5 星系, 具有与轴垂直的视向, 但定出的 $i = 0^\circ \pm 19^\circ$. 如果在 NGC 4151 的 FeK α 线轮廓中考虑存在窄线成分, 其宽线成分定出的 i 仍为 $25^\circ \pm 3^\circ$. 仍与统一模型存在矛盾. 这些矛盾解决, 除了寄托更精确测定 FeK α 线的 i 角, 也可能表明吸积盘内区的轴向与外部吸收环的轴向不一致. Sy1.9 星系 MCG-5-23-16 的轮廓直接表明最佳的弥合是包含二个成分. 一是在吸积盘上反射形成的宽线成分和在尘埃分子吸收

环反射形成窄线成分. 对于类星体已经在连续谱发现了康普顿反射引起在大于 10keV 的变平, 本应预料存在荧光 $\text{FeK}\alpha$ 线. 对两个 PG 类星体的观测 (Nandra et al., 1995) 却不存在 $\text{FeK}\alpha$ 线. 一种可能的解释是此时类星体的光度已近爱丁顿光度, 吸积盘本身被喷出而破坏以及气体极度电离失去了成形的能反射的冷物质.

活动星系核 $\text{FeK}\alpha$ 谱线的变化应是了解吸积盘和黑洞性质的重要手段. 类似于测定光学连续谱与发射线的时延可以准确定出线发射区的尺度, 我们可以测定 X 射线连续谱与 X 射线谱线的时延定出 X 射线源与吸积盘反射区之间的绝对距离. 不仅如此, 从谱线轮廓可以定出参数 r_i 和 r_o 与引力半径 $r_s = \frac{GM}{2c^2}$ 间的关系. 两者结合可以定出 M , 即中心黑洞的质量. 这的确是令人神往的事, 但目前还只是前景. 例如 MCG-6-30-15 X 射线连续谱变化的时标是 $100 \sim 1000\text{s}$, 在此期间用 ASCA 最多只能探测到 $\text{FeK}\alpha$ 线光子 1 个, 远不足以获得有统计意义的时延. 这期待未来远为灵敏的 X 射线探测器和卫星的运用. 但是目前仍可利用已有的连续谱和线谱在长时标上的变化进行探索. 一种看法认为连续谱的变化是吸积盘上的磁耀斑产生的. 快速变化是少数磁耀斑的结果, 而长时标 (我们现今能发现谱线变化相应的时标, $10^4 \sim 10^5\text{s}$) 的变化是位于吸积盘上一些极大的磁耀斑随吸积盘运动而造成的. 当把 MCG-6-30-15 观测区间分为七个间隔 ($\sim 10^5\text{s}$), 可以发现各个间隔中 $\text{FeK}\alpha$ 线的轮廓和强度都在变化. 在最暗的间隔中, 谱线轮廓的蓝侧下降极陡, 而红向延伸极大, 直到 $2 \sim 3\text{keV}$. 为解释这个轮廓要求盘的内径在小于 $3r_s$. 我们知道不转的黑洞最后稳定轨道半径为 $3r_s$, 而转动黑洞可达 $1.23r_s$. 由此可解释此时的黑洞应是转动的.

ASCA 对活动星系核 $\text{FeK}\alpha$ 线的研究表明它产生于强引力场并有剧烈活动的环境中, 但是无论能量分辨率还是线光子数都还不足以确切与活动星系核的巨型黑洞的吸积盘模型进行细致的对证. 这有待未来 X 射线卫星和它上面的谱分析仪器. ASCA 卫星的下一代卫星 Astro-E 将进一步提高能量分辨本领, 以改善 $\text{FeK}\alpha$

的谱轮廓质量. 但我们更应该看到, 谱光子数的数量在显示谱轮廓上的重要. 例如, 对 MCG-6-30-15 累积观测一天线光子, 只能看到红向延伸到 5.7keV 的轮廓. 累积观测二天, 可看到红向延伸到 5keV 的轮廓. 最后累积观测 5 天, 则可看到红向延伸到 4.5keV, 并可见蓝侧的尖锐的截止轮廓. 为在相同观测时间内获得更多的线光子数, 必须加大探测器的有效面积. 下一代 XMM 卫星在 7keV 处具有 3000cm² 的有效面积, 是下一代 X 射线望远镜最大者. 因此 XMM 是非常适于进行活动星系核 FeK α 的研究.

参 考 文 献

- Antonucci, R. & Barvainis, R., 1988, *Ap. J.*, **332**, L13.
 Barvainis, R., 1993, *Ap. J.*, **412**, 513.
 Collin-Souffrin, S. et al., 1996, *A. Ap.*, **314**, 393.
 Czerny, B. & Elvis, M., 1987, *Ap. J.*, **321**, 305.
 Czerny, B. et al., 1991, in *Iron Line Diagnostics in X-ray Sources*, Treves, ed., Springer Press.
 Done, C. & Fabian, A. C., 1991, *M. N. R. A. S.*, **240**, 81.
 Fabian, A. C., 1997, *Proceedings of X-ray Imaging and Spectroscopy of Cosmic Hot Plasma*, eds., F. Makino & K. Mitsuda, Universal Academy Press, p. 201.
 Fabian, A. C. et al., 1989, *M. N. R. A. S.*, **238**, 729.
 George, I. M. & Fabian, A. C., 1991, *M. N. R. A. S.*, **249**, 252.
 Ghisellini, G., 1992, *Nuovo Cimeto*, **15C**, 839.
 Haardt, F. & Marashi, L., 1991, *Ap. J.*, **380**, L51.
 Haardt, F. & Marashi, L., 1991, *Ap. J.*, **380**, 831.
 Laor, A., 1991, *Ap. J.*, **376**, 90.
 Laor, A. et al., 1997, *Ap. J.*, **477**, 93.
 Lightman, A. P. & Zdziarski, A. A., 1987, *Ap. J.*, **319**, 643.
 Malkan, M. A., 1983, *Ap. J.*, **268**, 582.
 Matt, G. et al., 1991, *A. Ap.*, **247**, 25.
 Mushotzky, R. F., 1984, *Adv. Space Res.*, **3**, 10.
 Nandra, K. et al., 1997, *Ap. J.*, **477**, 602.
 Nandra, K. et al., 1995, *M. N. R. A. S.*, **278**, 1.
 Pounds, K. A. et al., 1990, *Nature*, **344**, 132.
 Pringle, J. E., 1981, *Ann. Rev. A. & Ap.*, **19**, 137.

- Svensson, R. , 1987, *M.N.R. A. S.* , **227**, 403.
- Tanaka et al. , 1995, *Nature*, **375**, 659.
- Tananbaum, H. et al. , 1979, *Ap. J. Lett.* , **234**, L9.
- Tananbaum, H. et al. , 1983, *Ap. J.* , **268**, 60.
- Turner, J. J. & Pounds, K. A. , 1989, *M. N. R. A. S.* . **240**, 833.
- Walter, R. , Fink, H. H. , 1993, *A. Ap.* , **274**, 105.
- Walter, R. , et al. , 1994. *A. & Ap.* , **285**, 119.
- White, T. , Lightman, A. P. , 1988, *Ap. J.* , **331**, 939.
- Wilkes, B. J. , Elvis, M. , 1987, *Ap. J.* , **323**, 243.
- Zamarani, G. et al. , 1981, *Ap. J.* , **245**, 357.
- Zdziarski, A. A. , Lightman, A. P. , 1985, *Ap. J.* , **294**, L79.
- Zheng, W. , et al. , 1997, *Ap. J.* , **475**, 469.
- Zhou, Y. Y. , Yu, K. N. , Yaung, J. M. , Wang, J. M. , Ma, E. 1997, *Ap. J. Lett.* , **475**, L9.

第十五章 展望与结语

周又元 王绶琯

从 1962 年开始首次天体 X 射线辐射探测以来,才过去 36 年.但是 X 射线天文学和天体物理学的发展却是巨大的,以致论起对天体的认识,它的作用已不亚于发展了数千年的可见光天文学,并促进了天文学进入全波段研究的阶段.作为本书的结束,我们希望展望 X 射线天体物理学的发展.展望未来的 X 射线天体物理学包括两大部分.第一部分是未来研究的科学问题和预期达到的目标.在第一章的第四节我们列出了当代 X 射线天体物理学所面临的科学课题,在以后各章有重点地介绍了各种对象到 1993~1998 年的研究状态.用已有的成果对照预期的目标,当今 X 射线天体物理学多半处于已有认识,有待深入,正谋求彻底解决的状态.在此我们不再一一列出每一子项的未来的目标.但我们可以肯定在下一代 X 射线天文设备投入运行和完成课题后,我们对宇宙和对物理的认识不只向前一大步,而是有重要的突破.例如,我们通过 X 射线天体物理的测量能确定宇宙哈勃常数 H_0 和宇宙减速因子 q_0 ,从而能预计我们宇宙的最终结局.又如,用观测星系和星系团中热气体探求暗物质的成分,包括是否含有超对称理论预言的奇特粒子.从中子星的 X 射线辐射最终导出中子星内部具有核物质密度的状态方程.用活动星系核的 X 射线连续谱和线谱及其变化性质推出中心原初产能区的性质并建立和改善它的动力学模型.这些涉及极端条件下的物理规律和性质对物理学和人类认识的贡献是怎么说也不过分的.

展望的第二大部分是 X 射线天文设备的换代和创新.它的作用不仅是发展 X 射线天体物理学和求解科学问题所必需的,而且也是对技术发展和更新的有力推动.本章我们的介绍将集中在这

部分.

70 年代至 90 年代 X 射线卫星采用 X 射线掠射望远镜聚焦系统, 它能有效提高角分辨率, 但往往工作于低能 X 射线波段, 如爱因斯坦天文台和 ROSAT 卫星, 尚不能包括 $6\sim 7\text{keV}$ 的 X 射线谱线, 而且能量分辨率较低. 这相当于可见光天文中多色测光的阶段. 天体物理学的发展, 使得研究从多色测光阶段进入光谱阶段. 当代 X 射线天文学也应走这条路. 1993 年发射的 ASCA 卫星是第一个 X 射线望远镜能工作在 10keV 能区的系统. 它最瞩目的成就就是发现了活动星系核的 $\text{Fe K}\alpha$ 线有约 2keV 的红向展宽. 这表明谱线发射区处于极强引力场中且又有极快运动而引起的引力红移和多普勒频移. 这本来是检验活动星系核内区巨型黑洞吸积模型最好的处所. 无奈, ASCA 卫星上探测器的能量分辨率 $R = \frac{E}{\Delta E} \simeq 50$, 虽比爱因斯坦天文台和 ROSAT 的 $R \simeq 1$ 和 $R \simeq 2$ 有改善, 但对决定 $\text{Fe K}\alpha$ 线谱形轮廓细节仍嫌不足. 比较图 15.1 的观

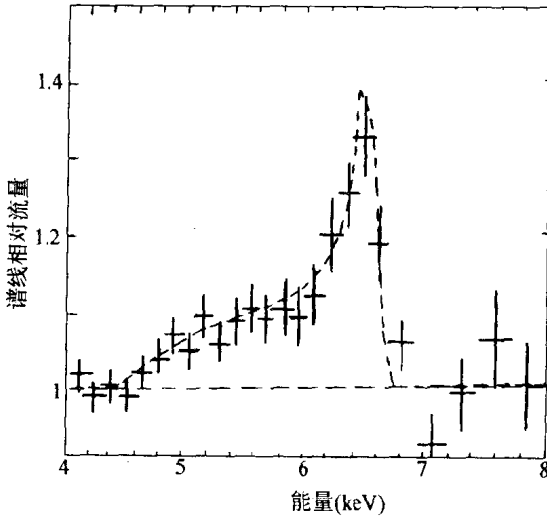


图 15.1 赛弗特星系 MCG-6-30-15 用 ASCA 两个 CCD 探测器花了 5 天观测而获得的 $\text{Fe K}\alpha$ 线的轮廓图

测图和图 14.15 的用黑洞模型预计的曲线可以看出观测曲线虽有“符合”倾向,但作理论的检验仍有欠缺.图 15.1 是 ASCA 观测最典型源 MCG-6-30-15 用了累积 5 天观测数据的结果,要对比图 14.15 理论模型中四个可调参数的变化有些勉为其难.更何况图 14.15 的模型还只是吸积盘康普顿反射最简单的唯象模型.看来 ASCA 的结果虽提供了主要的物理线索,但彻底获得解决仍需提高谱仪的能量分辨率.

最典型的下一代 X 射线卫星是 AXAF (Advanced X-Ray Astrophysical Facility).它是美国巨型空间天文台的四大组成之一(其他三项是工作从红外到甚 UV 波段的 HST, γ 射线波段的 CGRO, 和工作在红外波段的 SIRTf),是空间天文学具有里程碑意义的设备.它的动议和计划早在 20 年以前,由于经费缩减而一再压缩设备、降低指标和推迟发射.经一再推迟现在预定 1999 年发射.到那时,它将是世界上第一台兼有高空间分辨率和高能量分辨率的 X 射线探测设备.这将是 X 射线天文学从测光时代走向光谱时代的开始.它与在 1999 年发射的 XMM 和 2000 年发射的 Astro-E 在世纪之交共同开创 X 射线天文学的新纪元.

AXAF 兼有高空间分辨率和高能量分辨率的首台 X 射线观测设备.最引人注目的是 AXAF 的角分辨率为 $0''.5$,已优于任何地面光学望远镜.它可以使得直到 10keV 光子能量把 75% 能流合聚在 1 角秒的直径.这不仅在过去和现存设备未能达到,就是计划中的设备也未打算超过.聚焦面积与当代其他设备相比,它是 ROSAT HRI 的百分之一, XMM 的千分之一, ASCA 的万分之一.

AXAF 的灵敏度也很不寻常.它的 X 射线望远镜的有效面积在 1.5keV 为 1000cm^2 , 在 7keV 为 250cm^2 , 都尚属中等水平.但其背景噪声极小,几乎是零,每平方角秒中 10^6 秒才有一个背景光子计数.因此对点源它的曝光可达 2 周.它在最高灵敏度状态下可使得 5 分钟曝光就比 ROSAT 全天巡天采用的灵敏度还强 10 倍,而且把点源记录在半角秒的位置上,非常有利于其他波段证认.高角

分辨率使得大量弱源可以分离开,与 ROSAT 同样流量巡出的源不是 8 万而是更细分出 400 万个源. AXAF 最深的巡天,采用 10^6 秒曝光可达的极限流量是 $5 \times 10^{-17} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,它比第一个 X 射线卫星自由号弱 6 个量级,比爱因斯坦天文台弱三个量级,也比 ROSAT 的极限灵敏度好 20 倍. 人们预期在这样流量极限下每平方角分可以发现一个源. 我们关心的宇宙 X 射线背景辐射,在 AXAF 看来已不是弥漫的面源而是一些可以分辨的点源和面源的集合. 当分辨越细,看出的结构越多,从宏观世界向微观世界过渡时如此,在更大的天文世界也是如此. 当我们看标榜光滑均匀的“背景”时,竟看出它的结构,发现了它的真正起源,我们的满足是可以预料的.

AXAF 上的探测器有两类. 一类是测光与分光兼顾的 CCD 探测器和在爱因斯坦天文台和 ROSAT 卫星采用过的高分辨率成像的微通道板. 后者主要是获得高分辨成像(小于 $0''.5$). CCD 探测器又分两种:一种是 SCIS-S,它具有好的低能响应($E < 0.5 \text{ keV}$)和高输出率. 另一种是 ACIS-I,它具有较高的能量分辨率($\Delta E \sim 80 \text{ eV}$)和大视场($16' \times 16'$). 另一类是专司分光的 X 射线光谱仪——掠射光谱仪 TGS(Transmission Grating Spectrometer). 它有宽的能段($0.07 \text{ keV} - 10 \text{ keV}$)和高的能量分辨率 $R = \frac{E}{\Delta E} \sim 1000$,在 1 keV 处它比 ASCA 上 SIS 高 100 倍. 这样分辨率对于测定 X 射线谱线的轮廓和防止谱线混杂是足够的. 它细分为高能掠射谱仪(HETGS)(工作在 $E > 0.5 \text{ keV}$)和低能掠射谱仪 LETGS($0.07 \text{ keV} < E < 0.5 \text{ keV}$),它们的谱分辨本领 $\frac{E}{\Delta E}$ 都比以前采用的探测器超过 10~200 倍. 掠射光谱仪也具有空间分辨本领,因此它能处理既要求谱分辨又要求空间分离的课题.

欧洲的下一代 X 射线卫星 XMM(X-ray Multi-Mirror Mission)将于 1999 年发射. 它具有最大的有效面积和中等的角分辨率. 在 1.5 keV 的有效面积为 5000 cm^2 ,在 7 keV 的有效面积为 2500 cm^2 . 它上面安装了三台 X 射线望远镜,一台后装反射式掠射

光谱仪,它工作在 2keV 以下, $\frac{E}{\Delta E} > 300$. 另二台 X 射线望远镜后安装 CCD 成像谱仪,可用于研究铁谱线. 由于拥有最大的有效面积,高质量的光子统计可导致更好的分辨本领. 因此它可得活动星系核 FeK α 线最好质量的谱.

日美联合研制的新 X 射线卫星 Astro-E 是 ASCA 卫星的下一代,将于 2000 年升空. 它有二类望远镜系统. 一个 4.5m 焦距 XRS 系统后置微光度计,它的能量分辨率在 6keV 高达 500,它能分辨出 10eV 宽的 Fe 线,是计划中在此能段最佳者,有利于测量活动星系核的 Fe 线. 微光度计工作温度要求为 60mK,为此它要经过氦冷却,氮冷却,以及绝热去磁冷却. 另一焦距为 4.75m 的 XIS 系统由四个望远镜构成,每一望远镜都后置 CCD. 它的总有效面积在 1.5keV 为 2200cm²,在 7keV 为 1400cm².

表 15.1 列出了 AXAF, XMM, Astro-E 的主要指标和性能.

表 15.1 AXAF, XMM 和 Astro-E 的主要指标和参数

	AXAF	XMM	Astro-E
制造国家	美	欧洲	日-美
预期发射年份	1999	1999	2000
总重(kg)	4420	3900	1600
X 射线望远镜:			
焦距(cm)	1000	750	475 450
直径(cm)	120	35	40
数目	1	3	4 1
有效面积(cm ²)	1.5keV 100	5000	2200
	7keV 250	3000	1400
角分辨率	0".5	20"	1'.5
$\frac{E}{\Delta E}$ (6keV)	50(CCD)		50(CCD)
	200(HETG)	50(CCD)	500(微光度计)
$\frac{E}{\Delta E}$ (1keV)	20(CCD)		
	1000(HETG)	20(CCD)	20(CCD)
	300(LETG)	300(RGS)	200(微光度计)

表 15.1 表明 AXAF 具有最高的空间分辨本领, XMM 具有最大的有效面积, Astro-E 在 6keV 处具有最佳的谱分辨本领. 在世纪之交这三个 X 射线卫星完成发射, 是 X 射线天文台学发展的里程碑, 使得在 X 射线波段研究天体的发射可与光学波段性能相比. 不仅有相当的空间分辨本领和灵敏度, 而且已从对应“多色测光”的阶段转向谱线研究的新时期. 观测手段巨大进展的目的是为了取得预期的科学成果, 我们相信它会对探索不同层次不同天体中热致和非热致的 X 射线发射的起源, 超新星爆发和恒星演化终结, 电子对等离子体的性质和形成区, 中子星物态, 恒星级黑洞天体的确认, γ 暴的证认和起源, 活动星系核最内区的动力学模型和演化性质, 吸积天体物理的完善和发展, 宇宙学参数的决定, 暗物质的分布特性和组成以及宇宙高能背景辐射的起源等做出突破性的贡献.

在世纪之交设备上的突破是 X 射线天文学发展的高潮, 它是峰, 但不是顶. 无论从实现的科学目标上还是从探测技术的潜力和发展上看都会迫使 X 射线天文设备的不断更新. 科学目标的永无止境是不言自明, 且不论有待深入的课题, 更深的巡天和新型天体和奇特现象的发现当然是最吸引人的课题. 这是天文学的特点, 也是其诱人之处所在. 因此, 在他们还未运行之时, 科学家们又议论更新一代的 X 射线天文设备了, 并希望在 21 世纪初的头几年实现.

这一代的 AXAF 的建造本身就提出发展新二代的问题. 正如光学天文要求光谱的测定的设备要不断跟上光度测量一样, X 射线天文也走着这一条路. 以类星体为例, 爱因斯坦天文台在低能 X 射线区就发现了一大批流量在 $10^{-13} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 量级的类星体, 但至今还不知其 X 射谱线的情况. 为求谱线的轮廓要求谱分辨率 $\frac{E}{\Delta E}$ 达 1000 左右. 这样的流量和这样的分辨谱率, 它的集光面积应大于 2m^2 . 相比之下, AXAF 的 0.1m^2 有效面积又是小巫见了大巫. 有效面积达 3m^2 的 HTXS 的方案已经出台, 而有效面积为

$10m^2$ 又有较轻重量的设想也已提出,欧洲的天文学家已举出这方案的 XEUS 旗帜.

新开拓的一个方向是研制具有硬 X 射线成像望远镜的 X 射线天文装置. 在硬 X 射线波段从 $10keV$ 到 $250keV$ 是尚未能进行开拓的能量空隙,而且这波段应是富有成果的波段. 这一波段的辐射以非热致为主,因此是研究致密天体特征辐射和决定发射区特征参数的关键所在. 这包括活动星系核中了解最少而又最与动力学模型密切相关的巨型黑洞附近的硬 X 射线冕区的描述和参数,它是研究活动星系核中心产能区环境中吸积过程和粒子产能过程的最佳途径. 它还包括决定吸积中子星系统的物理参数,获得恒星级黑洞吸积的可能信号以及研究软 γ 重复暴物理等. 为了使这些研究增加更丰富的信息,应把波段扩充到从 $5keV$ 到 $500keV$ 以上,以使 Fe K 线以及电子对湮灭线进入观测范围之内. 为了发现新的硬 X 射线和软 γ 射线天体应要求它能成像,例如用编码孔径成像使角分辨率达角分级. 拟议中的 EXOSS 的有效面积达 $1m^2$,比第一个硬 X 射线巡天 HEAO-1 A4 灵敏 100 倍,比 1995 年底运作的 SXTE 在硬 X 射线波段灵敏度高一个量级. 经 10^6 秒曝光在 $100keV$ 可达 2×10^{-7} 光子 $\cdot cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot keV^{-1}$. 可检测在红移 $z \sim 2$ 处与 3C273 相当类星体的硬 X 射线辐射,并可发现以千计的流量只有 3C273 的 2% 的硬 X 射线活动星系核.

另一项受关注的 X 射线天文研究是巡天项目. 巡天研究与目标观测一样是天文学研究的重要方式. 比之目标观测,巡天研究更能发现新类型天体和未预料的天体物理现象. 同时它也是类型划分、统一模型和演化研究所必需的. 低能 X 射线巡天 ($0.1 \sim 2.4keV$) 已由 1990 年发射的 ROSAT 卫星完成. 中能 X 射线巡天 ($2 \sim 10keV$) 将由 1999 年发射的 ABRIXAS 卫星来执行. 硬 X 射线巡天还是二十年前由 HEAO-1 A4 进行的. 拟议中的硬 X 射线巡天除了上述 EXOSS,还有包括硬 X 射线和软 γ 射线 ($15keV \sim 10MeV$) 的 INTEGRAL (International Gama-Ray Astrophysics Laboratory) 和 EXIST (Energetic X-ray Imaging Survey Tele-

scopy). INTEGRAL 预计在 2001 年发射,但其巡天只限于银道平面 20° 区域,主要关注河内天体的发现. EXIST 除了全天巡天还负监视的任务,在银河系内除了对黑洞候选者的搜寻外,它能比 CGRO 上的 BATSE 灵敏 20 倍,将以更大概率发现 γ 暴,并能定位在几个角分内,从而便于进行其他波段证认和研究余辉. 更值得一提的是中国科学院高能天体物理开放实验室李惕碚院士等提出的硬 X 射线巡天卫星的计划. 他们计划用独创的直接成像方法(参见 § 4.7)在中国国力可行条件下完成比 INTEGRAL 更灵敏的硬 X 射线巡天和目标观测. 这是令中国天体物理学界兴奋和激动的事. 我们希望在观测到的 X 射线天空的画图上会有中国科学家和工程师的笔墨.

从未来第二代 X 射线探测设备的研制和立案反映当代技术发展的一个侧面. 空间天文是人类技术发展的精华所在,空间天文的发展使人们更相信自己的智慧和能力,也更期待自己的继续创新,更寄托光辉的未来. 我们的读者和作者都是有幸的一代,他们可以通过 X 射线天体物理的研究理解我们的宇宙的未来归宿,获知更高效产能机制的起源,探索宏观核物质的物态,确认黑洞天体的存在,解开 γ 暴的谜等. 而未来的一代人更会有幸,他们会从 X 射线天体物理学中知道更多,成为更有知识更有创造性,对宇宙和自然更加理解和更善于利用和征服的一代.

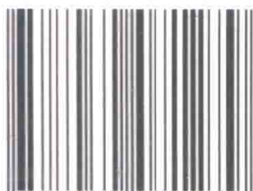
(P-1097.0101)

责任编辑: 方开文

封面设计: 槐寿明



ISBN 7-03-007127-1



9 787030 071279 >

ISBN7-03-007127-1/P · 1097

定 价: 30.00 元

P1
102